www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 1

Supergeleiding

J. Volger

Het verschijnsel van de supergeleiding, ruim een halve eeuw geleden ontdekt, had tot voor kort zijn geheimen nog niet prijsgegeven. De laatste jaren is de situatie veranderd. Hoewel nog niet alle experimentele gegevens verklaard zijn, heeft men thans een redelijk goed inzicht in het wezen van de supergeleiding; ook in de achtergrond van de merkwaardige eigenschappen van de enige jaren geleden ontdekte supergeleiders van de tweede soort, die in menig opzicht tegengesteld zijn aan de eigenschappen die men tientallen jaren kenmerkend had geacht voor een supergeleider. Sommige leden van deze groep, de „harde" supergeleiders, die in sterke magneetvelden en bij doorgang van sterke stromen supergeleidend blijven, zijn in korte tijd zeer in trek gekomen bij constructeurs van magneetspoelen. Binnenkort zal een artikel in dit tijdschrift verschijnen over in het Philipslaboratorium gemaakte spoelen voor het opwekken van zeer sterke magneetvelden. Onderstaand artikel geeft een idee omtrent de huidige kennis en inzichten betreffende het verschijnsel supergeleiding zelf.

Inleiding

De ontdekking van de supergeleiding

Het verschijnsel supergeleiding, dat de laatste jaren veler aandacht heeft getrokken doordat nieuwe experimentele of theoretische vondsten dan wel veelbelovende technische toepassingen gepubliceerd werden, is in 1911 voor het eerst waargenomen door Kamerlingh Onnes en zijn medewerker Holst (*fig. 1*). In het Leidse natuurkundig laboratorium, waar in 1908 Kamerlingh Onnes voor het eerst helium vloeibaar had gemaakt en dat later diens naam zou gaan dragen, was toentertijd een reeks onderzoekingen gaande naar het elektrisch geleidingsvermogen van metalen in het zojuist ontsloten temperatuurgebied. De elektrische weerstand van metalen vertoont een positieve temperatuurcoëfficiënt, en het vermoeden bestond dat de weerstand van een metaal wel eens tot een zeer geringe waarde zou kunnen dalen als de temperatuur zou worden verlaagd tot vlak bij het absolute nulpunt. Aan een kwikdraad werd toen echter waargenomen dat bij een zekere temperatuur, ongeveer 4 °K, de weerstand, die reeds zeer laag was, opeens *onmeetbaar* klein werd [1]. Deze vondst is in de loop der jaren gevolgd door vele soortgelijke, zodat thans van ongeveer de helft van de metalen en metaalachtige elementen uit het periodieke systeem bekend is dat ze beneden een zekere temperatuur T_c, het zg. sprongpunt, supergeleidend kunnen worden, terwijl voorts hetzelfde geldt voor vele honderden verbindingen en legeringen.

Uitvoerig onderzoek heeft duidelijk gemaakt dat supergeleiding niet moet worden gezien als een *eigenschap* (het nul worden van de soortelijke weerstand) maar veeleer als een *toestand*, zodat wij thans van de *supergeleidende faze* spreken [2]. De supergeleidende faze vertoont vele markante trekken, waarvan de achtergrond de laatste jaren veel duidelijker is geworden en die ook technisch interessant zijn.

De beschikbaarheid van lage temperatuur

Voor het wetenschappelijk onderzoek zowel als voor

Prof. dr. J. Volger, wetenschappelijk adviseur van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] H. Kamerlingh Onnes, Versl. Afd. Natuurk. Kon. Ned. Acad. Wet. 27/5, 1911, blz. 81. Een overzicht over de beginperiode van de onderzoekingen over de supergeleiding vindt men o.a. in C. J. Gorter, Rev. mod. Phys. **36**, 3, 1964, en K. Mendelssohn, ibid. blz. 7.

[2] Voor de „klassieke" beschouwingen omtrent de supergeleiding zie o.m. F. London, Superfluids, Dover Publ., New York 1961, en D. Shoenberg, Superconductivity, Cambridge Univ. Press, Cambridge 1952. In E. A. Lynton, Superconductivity, Methuen, Londen 1964, wordt tevens een overzicht van de recente ontwikkeling gegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de technische toepassingen van de supergeleiding is het van belang dat het realiseren van lage temperaturen, waaronder wij voor het ogenblik even ruwweg de temperatuur van vloeibaar helium zullen verstaan (ca. 4 °K), tegenwoordig betrekkelijk eenvoudig is, althans vergeleken met de moeite die men zich in de pioniers-tijd moest getroosten.

In breder verband gezien, is de vaardigheid van de mens om lage temperaturen te bereiken eigenlijk een recent verschijnsel. De uitvinding, respectievelijk de beheersing van het vuur dateren van duizenden jaren geleden. De greep naar de koude daarentegen is pas goed gelukt in de vorige eeuw, zoals duidelijk blijkt uit *fig. 2*. De punten in deze figuur representeren de voornaamste successen die in de loop der jaren geboekt zijn. In deze strijd was de liquefactie van helium een mijlpaal; verdere afkoeling zou nog slechts met andere hulpmiddelen dan gasliquefactie geschieden. Het is wel vermeldenswaard dat ongeveer drie decennia lang slechts in drie laboratoria ter wereld onderzoek bij extreem lage temperaturen kon plaatsvinden, te weten in het Kamerlingh Onnes-laboratorium te Leiden en in laboratoria te Toronto en te Berlijn. Thans echter zijn er vele honderden centra van onderzoek en ontwikkeling waar helium wordt vloeibaar gemaakt en als koelvloeistof wordt gebruikt bij allerlei speurwerk. Ook vele grote industriële laboratoria horen daartoe — dit is vooral een uitvloeisel van het aldaar verrichte onderzoek aan de vaste stof, waarbij lage temperaturen niet meer gemist kunnen worden. Ook voor het technische probleem van de liquefactie zelf bestaat meer belangstelling dan voorheen. In dit verband moet het spectaculaire succes van Collins worden genoemd, die een belangrijke verbetering aanbracht in de expansiemachine die deel uitmaakt van de heliumliquefactor volgens Kapitza. De door Collins ontwikkelde heliumliquefactor wordt in serie geproduceerd en is thans bijna 20 jaar in de handel, hetgeen zeer veel heeft bijgedragen tot de naoorlogse opbloei van het kryogene onderzoek en de koudetechniek. Ook de ontwikkeling van een heliumliquefactor gebaseerd op de Stirling-cyclus is kort geleden met succes bekroond [3], en men mag daarvan veel verwachten.

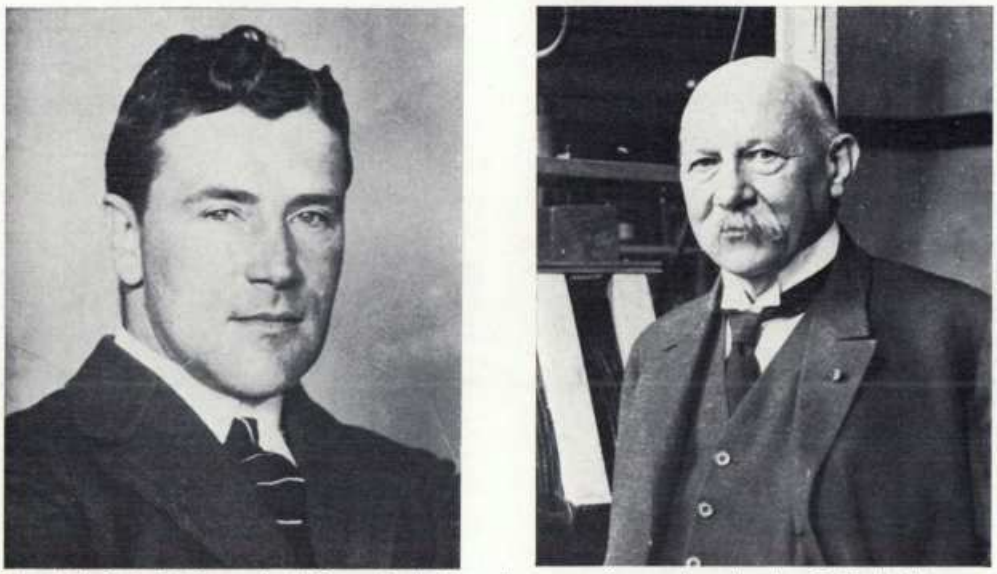

Fig. 1. Prof. dr. H. Kamerlingh Onnes (rechts) en zijn toenmalige medewerker drs. G. Holst (later oprichter en tot 1946 directeur van het Philipslaboratorium te Eindhoven) ten tijde van de ontdekking van de supergeleiding (1911).

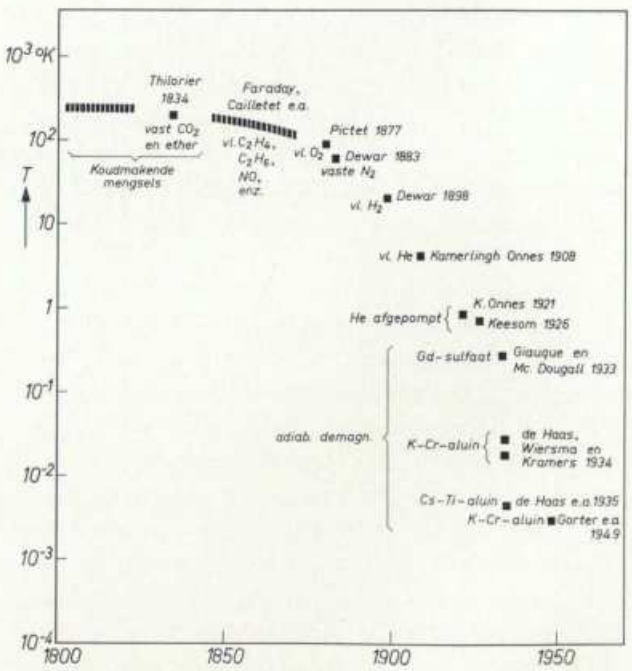

Fig. 2. Ter illustratie van het feit dat men pas in het nabije verleden is doorgedrongen in het gebied van lage en zeer lage temperaturen. De stippen markeren een reeks mijlpalen in de historie van het kryogene onderzoek.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een belangrijk aspect is nog de beschikbaarheid van het heliumgas zelf. In de atmosfeer is het slechts in geringe concentratie aanwezig (5×10^{-6}); toch kan men wel helium winnen uit lucht, doordat het als bijprodukt verkregen wordt in de grote luchtsplitsingsinstallaties die tegenwoordig in gebruik zijn voor de produktie van zuurstof, argon, enz. Het gas is ook in geringe hoeveelheden te verkrijgen door verhitting van bepaalde radioactieve mineralen. De meest economische winning is die uit aardgasbronnen die helium bevatten. Het betreft hier helium dat als eindprodukt van radioactieve omzettingen onder gunstig gewelfde ondoordringbare steenlagen is vastgehouden en dat toevallig vermengd is geraakt met aardgas dat in dezelfde geologische structuur is gevangen. Voor zover bekend, zijn de aardgasvelden in het zuiden van de Verenigde Staten van Amerika het rijkst aan helium: vele bronnen bevatten daar enkele procenten en er zijn er met 7 tot 9 mol%. Het heliumgas wordt langs kryogene weg afgezonderd. De jaarproduktie bedraagt thans naar schatting 5×10^{10} liter n.t.p. Een liter vloeibaar helium vereist ongeveer 800 liter gas n.t.p. De wereldvoorraad is zeker 5×10^{12} liter gas n.t.p. Het verbruik van helium bij kryogeen onderzoek en koudetechniek is relatief gering; het bedraagt slechts enkele procenten van de produktie. Meer dan de helft van de wereldproduktie wordt gebruikt voor toepassingen in de lastechniek en als persgas voor de vloeibare brandstof in raketten.

Supergeleiding en elektrotechniek

Industriële belangstelling voor een natuurkundig verschijnsel wijst op een „kwaliteit" of „uitgesprokenheid" van dat verschijnsel. En inderdaad, het afwezig zijn van de elektrische weerstand opent een fantastisch perspectief. Zo wordt reeds nu, terwijl het hoogste sprongpunt dat gevonden is slechts 20,05 °K bedraagt, serieus bekeken of de elektriciteitsvoorziening in bepaalde dichtbewoonde gebieden, zoals Londen, met voordeel zou kunnen geschieden door middel van ondergrondse, koud gehouden supergeleidende kabels. Ook wordt er wel gedacht aan toepassing van supergeleidende elementen voor logicaschakelingen, de zg. kryotrons. Zeer interessante toepassingen die zich hebben aangediend, zijn die van supergeleidende magneetspoelen, waarmee zeer sterke magneetvelden kunnen worden verkregen (inductie soms meer dan 10 Wb/m^2 ofwel 100 000 gauss) in grote, technisch interessante volumina [4]. Hoeveel indrukwekkender veranderingen in de elektrotechniek zijn er te verwachten als het ooit gelukken mocht supergeleidende stoffen te vinden met een sprongpunt van b.v. 50 of 100 °K! Want weliswaar wordt het koud houden van een object tegenwoordig niet meer bemoeilijkt door grote isolatieverliezen — de moderne isolatiemiddelen laten bij een temperatuurverschil van 300 °K minder dan 1 W per m^2 door —, maar de produktie van koude is kostbaarder en moeilijker naarmate deze bij lagere temperatuur geschiedt. Zo kost in de praktijk de produktie van 1 kWh koude bij 77 °K ongeveer 10 kWh aan elektrische energie, bij 4 °K echter ongeveer 100 kWh.

Niettemin staat wel vast dat, ook wanneer nooit supergeleiders gevonden worden met een sprongpunt dat ver boven 20 °K ligt, toepassing van supergeleiding zijn beslag zal krijgen.

De supergeleidende toestand

Vergelijking met de normale toestand

In een normaal metaal is de theoretische behandeling van de geleiding betrekkelijk eenvoudig. Men kan de elektronen als onafhankelijke deeltjes beschouwen die zich in alle richtingen met allerlei snelheden kris-kras door het kristal bewegen. Bij afwezigheid van een elektrisch veld is de gemiddelde snelheid nul. Heerst er wèl een elektrisch veld, dan bewegen de elektronen zich gemiddeld met een zekere snelheid, de driftsnelheid, in een bepaalde richting. De snelheidsverdeling van de elektronen is dan dus niet symmetrisch om de waarde nul.

In deze situatie dragen de geleidingselektronen bij de botsingen gemiddeld meer energie aan het kristalrooster over dan ze terugontvangen en er wordt warmte ontwikkeld. De afgestane energie nemen ze tussen de botsingen weer op uit het heersende elektrische veld. Dit is een irreversibel proces, dat na uitschakelen van het veld de stroom snel tot nul doet afnemen. De snelheidsverdeling wordt dan weer symmetrisch rondom de waarde nul.

Quantummechanisch moet men het „gas" van geleidingselektronen beschouwen als een gas waarvan de deeltjes gehoorzamen aan de regels van de statistiek van Fermi-Dirac: volgens de verbodsregel van Pauli mogen hierbij de diverse quantumtoestanden die de golfmechanica ons doet kennen, slechts enkelvoudig bezet zijn. Dit komt erop neer dat bij het absolute nulpunt ($T = 0$) bij afwezigheid van een elektrisch veld alle niveaus met energie kleiner dan een zekere waarde E_F (de Fermi-energie) bezet zijn, alle hogere onbezet. Bij hogere temperatuur is de grens tussen beide gebieden minder scherp; ruwweg beslaat deze een energiegebied ter grootte kT gelegen rondom de waarde E_F (k is de constante van Boltzmann). Het vloeien van stroom betekent in dit beeld dat elektronen met energie E_F, of dicht daarbij, door uit het veld energie op te nemen een hoger, tot dusver onbezet, energieniveau zijn gaan bezetten. Energieverlies bij een botsing komt overeen met terugval naar een lager energieniveau. In de normale toestand is het vloeien van stroom slechts mogelijk door excitatie van afzonderlijke elektronen.

In een supergeleider is de situatie geheel anders.

[3] J. Haarhuis, Proc. 12th Int. Refrigeration Congress, Madrid 1967, blz. 894.

[4] Over het werk dat op dit gebied in het Philipslaboratorium is verricht, zal in dit tijdschrift binnenkort een artikel van A. L. Luiten verschijnen.
Een algemeen overzicht, in het bijzonder met betrekking tot grote magneten, vindt men in C. Laverick, Superconducting magnet technology, Adv. Electronics and Electron Phys. **23**, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Volgens Bardeen, Cooper en Schrieffer [5] is er hier een vergaande ordening tot stand gekomen. Elektronen met gelijke doch tegengesteld gerichte elektromagnetische impuls (zie hieronder), en dan nog in het bijzonder die welke energiewaarden hebben in een smal interval rondom E_F, zijn door bemiddeling van de roostertrillingen twee aan twee in een sterke wisselwerking getreden. De details van deze wisselwerking, die zich over een relatief grote afstand kan uitstrekken, zullen hier verder niet besproken worden, maar wij stellen vast dat in de grondtoestand van de elektronenparen de gezamenlijke elektromagnetische impuls van de beide elektronen juist nul is — wat niet impliceert dat hun gezamenlijke mechanische impuls, ofwel: de snelheid van hun gemeenschappelijk zwaartepunt, óók nul zou zijn. Verder is de totale energie van de elektronen die zo'n paar vormen, iets kleiner dan vóór het tot stand komen van de wisselwerking. Alvorens in te gaan op de vraag hoe zo'n ordening nu tot supergeleiding leidt, schetsen we in het kort hoe het bandenschema er in beide gevallen uitziet, in het bijzonder wat betreft de niveaudichtheid.

In *fig. 3* vindt men in beide grafieken rechts het verloop van de energie E met de impuls p van een elektron en links het verloop van de niveaudichtheid N met E, een en ander voor energiewaarden die dicht rondom E_F liggen. Als referentiepunt voor de energie is E_F gekozen. Bij een normaal metaal (fig. 3*a*) verloopt N geleidelijk met E; er bestaat dan bijvoorbeeld een kwadratisch verband tussen E en p. Bij $T = 0$ komen E-waarden groter dan E_F niet voor, en evenmin p-waarden groter dan p_F. Bij $T > 0$ hebben sommige elektronen een hogere energie en zijn dienovereenkomstig sommige niveaus met lagere energie dan E_F onbezet.

Bij een metaal dat in de supergeleidende toestand verkeert (fig. 3*b*), is er rondom E_F een spleet — een verboden zone — ter breedte 2Δ in het spectrum van de mogelijke energiewaarden der elektronen. Vlak daarboven en daaronder is de niveaudichtheid veel groter dan bij de normale toestand. In deze energiegebieden is plaats voor de elektronen die in de normale toestand het gebied tussen $E_F - \Delta$ en $E_F + \Delta$ bevolkten. Men zou kunnen zeggen dat 2Δ de „bindingsenergie" van de paren is, die bij het ontstaan ervan vrijkomt. Bij $T = 0$ is Δ het grootst, deze waarde noemen we Δ_0, en is het hoogste energieniveau dat bezet is, $E_F - \Delta_0$. De waarde van Δ_0 is karakteristiek voor de stof. Bij temperaturen boven het absolute nulpunt, maar onder T_c, is er een zekere thermische excitatie, ten gevolge waarvan de „binding" voor een aantal paren is verbroken. De gevormde „losse" elektronen hebben een energie die groter is dan $E_F + \Delta$, en bevinden zich dus in de energieband boven de spleet; ze kunnen met recht worden aangezien voor „normale" elektronen in een

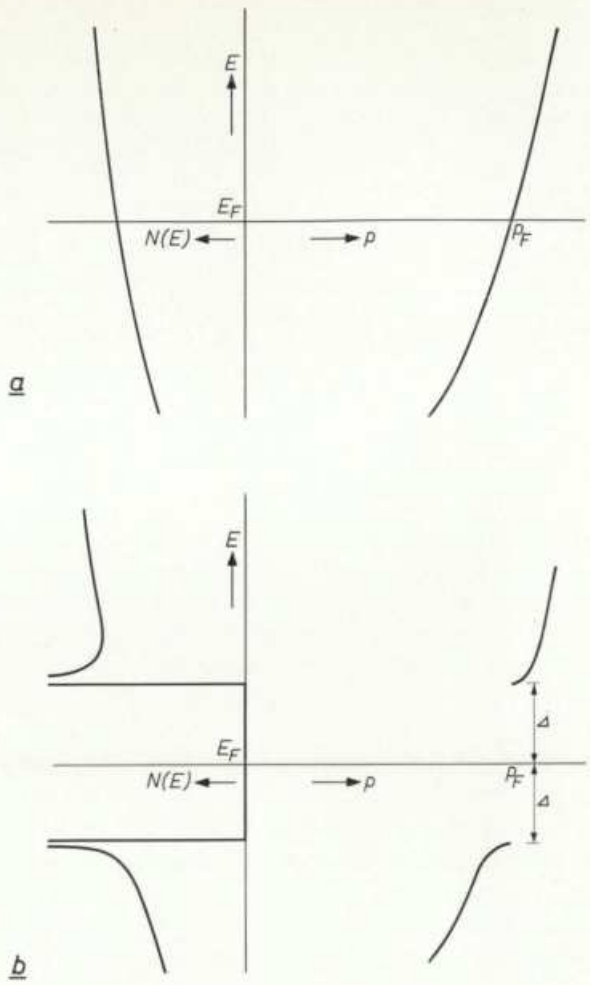

Fig. 3. *a*) Rechts het verband tussen de energie E en de impuls p van de vrije elektronen in een metaal dat zich in de normale toestand bevindt. De abscis-as is getekend ter hoogte van de Fermienergie E_F. Links het verloop van de niveaudichtheid N met E, rondom $E = E_F$.
b) Hetzelfde voor een metaal in de supergeleidende toestand. In een zone ter breedte 2Δ rondom $E = E_F$ is $N(E) = 0$.

„zee" van „supergeleidende" elektronen.

Wordt de temperatuur verhoogd, dan wordt het percentage „normale" elektronen steeds groter en ook wordt Δ steeds kleiner. Ten slotte wordt $\Delta = 0$, dit gebeurt als T gelijk geworden is aan het sprongpunt T_c. Een zelfde invloed op Δ heeft ook een uitwendig magneetveld. Behalve door verhoging van de temperatuur kan men Δ ook tot nul doen afnemen door een magneetveld in sterkte te laten toenemen tot boven de kritische waarde H_c. Deze waarde is kleiner naarmate de temperatuur hoger is.

We willen hier nog opmerken dat aan de sterkte van een stroom door een supergeleider ook bij $T = 0$ en bij afwezigheid van een uitwendig magneetveld, grenzen gesteld zijn. Wanneer nl. de driftsnelheid van een elektronenpaar — die met de stroomsterkte toeneemt — een bepaalde waarde overschrijdt ($2\Delta/p_F$), wordt de energie per elektron groter dan $E_F + \Delta$ en zijn over-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gangen naar toestanden van individuele elektronen met energie $E_F + \Delta$ mogelijk, anders gezegd: dan kunnen elektronen die een paar vormen hun verband verbreken en weer „normaal" worden. Bij hogere temperatuur en/of bij aanwezigheid van een magneetveld treedt deze toestand in bij een lagere snelheid, d.w.z. bij een lagere stroomsterkte.

Waarom nu is bij een metaal waarvoor fig. 3*b* geldt de elektrische weerstand nul? De gestelde vraag is in woorden, dat wil zeggen zonder de quantummechanische behandeling van het probleem ter tafel te brengen, moeilijk volledig te beantwoorden, maar men kan er wel het volgende over zeggen. De overgang van de situatie van fig. 3*a* naar die van fig. 3*b*, ofwel de overgang van de elektronen van de vrije naar de gepaarde toestand, moet men beschouwen als een „condensatie" van het elektronengas. Voor het vloeien van stroom is nu geen excitatie van individuele elektronen nodig: een stroom moet beschouwd worden als een toestand van het condensaat als geheel. Deze toestand vertoont een volkomen persistentie, doordat overgang naar een energetisch lagere toestand niet mogelijk is, hetzij doordat die er niet is, hetzij doordat de overgangswaarschijnlijkheden oneindig klein zijn; beide gevallen zullen aanstonds nog nader ter sprake komen. Afgifte van energie aan het rooster is dus niet mogelijk, en er is dus geen warmte-ontwikkeling en geen weerstand.

In de quantummechanische behandeling van de supergeleidende toestand wordt het condensaat (of collectief) van elektronen, overeenkomstig het bovenstaande, beschreven door één enkele golffunctie $\psi(r)$; hier is r de plaatscoördinaat. Daar $\psi(r)$ een complexe functie is, kan deze ook als $\psi(r) = |\psi(r)| \exp j\varphi(r)$ worden geschreven, d.w.z. als het produkt van een amplitude- en een fazefaktor. De amplitudefaktor is in het algemeen onafhankelijk van r en kan in verband gebracht worden met de concentratie van de supergeleidende elektronen.

De beschouwing van de overgang van de normale naar de supergeleidende toestand als een condensatie, dus als een faze-overgang, is in overeenstemming met het feit dat de overgang optreedt bij een scherp gedefinieerde temperatuur, evenals de bekende faze-overgangen damp → vloeistof en vloeistof → vaste stof.

De temperatuur T_c en de breedte $2\Delta_0$ van de spleet bij het absolute nulpunt zijn met elkaar evenredig. Bardeen, Cooper en Schrieffer, voortbouwend op een theorie van Fröhlich, hebben berekend dat T_c en Δ_0 afhangen van het trillingsspectrum van het rooster — in het bijzonder van de Debije-temperatuur Θ_D —, van de toestandsdichtheid N van de elektronen in de normale toestand nabij E_F en van een wisselwerkingsparameter V, volgens de formule:

$$2\Delta_0 = 3{,}52\, kT_c \approx 3{,}52\, k\Theta_D \exp \frac{-1}{N(E_F)V} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In vele gevallen konden de experimentele resultaten inderdaad met een dergelijke formule beschreven worden.

Een interessante implicatie van formule (1) is het zg. isotoopeffect, dat is het verschijnsel dat het sprongpunt van isotopen van hetzelfde element afhangt van de kernmassa M. Daar Θ_D omgekeerd evenredig is met $\sqrt{M}$, moet hetzelfde gelden voor het sprongpunt. Experimenteel was dit effect reeds in 1950 gevonden [6].

Bij metalen die reeds in normale toestand een wat ingewikkelder bandstructuur vertonen (b.v. het over elkaar vallen van de *s*- en de *d*-band), kan de situatie afwijken van die in fig. 3*b*. Zo heeft men de laatste tijd gevallen gevonden waarbij de toestandsdichtheid rondom $E = E_F$ een veel minder geprononceerd verloop vertoont dan daar geschetst is, en ook het isotoopeffect wordt niet bij alle metalen gevonden. Verder ziet het ernaar uit dat de wisselwerking tussen de elektronen niet beslist tot stand behoeft te komen via roostertrillingen. De vraag in welke richting men moet zoeken om een supergeleidende stof te vinden, met andere woorden de vraag naar de sleutel tot „electron engineering" van supergeleiders, is dan ook nog niet bevredigend beantwoord.

Twee soorten stromen

Voor een goed begrip van het volgende is het noodzakelijk dat we hier opmerken dat men in supergeleiders twee soorten stromen moet onderscheiden, de zg. Meissner-stromen en de transportstromen. Bij stromen van het eerste type is het totale ladingstransport door iedere doorsnede van het supergeleidende lichaam gelijk nul, precies als bij een Foucault-stroom in een gewone geleider; een Meissner-stroom vloeit bij aanwezigheid van een magneetveld. Bij de transportstroom is er wèl een netto-ladingstransport door een doorsnede, evenals in een normale geleider die met een spanningsbron is verbonden. Eerst bespreken we nu hoe stroom en magneetveld samenhangen.

De eerste vergelijking van London

We willen thans laten zien dat men de zg. eerste vergelijking van London, die het voor een supergeleider geldende verband tussen stroom en magneetveld beschrijft, rechtstreeks kan afleiden uit de grondeigenschap van een elektronenpaar, de eigenschap dat zijn

[5] Een samenvatting van de theorie van Bardeen, Cooper en Schrieffer alsmede een uitgebreide bibliografie vindt men in J. Bardeen en J. R. Schrieffer, Progress in low temperature physics **3**, 170-287, 1961.

[6] E. Maxwell, Phys. Rev. **78**, 477, 1950; C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright en L. B. Nesbitt, Phys. Rev. **78**, 487, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elektromagnetische (of gegeneraliseerde) impuls P nul is [7]:

$$\mathbf{P} \equiv 2\,m\mathbf{v} + 2\,e\mathbf{A} = 0. \quad \ldots \quad (2)$$

Hierin zijn m en e resp. de massa en de lading van een elektron, $\mathbf{v}$ de snelheid van het zwaartepunt van het paar en $\mathbf{A}$ de vectorpotentiaal. Het optreden van de term $e\mathbf{A}$ is een gevolg van de aanwezigheid van het magneetveld $\mathbf{H}$, dat met de vectorpotentiaal samenhangt volgens:

$$\mathbf{H} = \text{rot}\,\mathbf{A}, \quad \ldots \quad (3)$$

waarbij, opdat $\mathbf{A}$ ondubbelzinnig bepaald zij, geëist wordt:

$$\text{div}\,\mathbf{A} = 0. \quad \ldots \quad (4)$$

Herleiden we (2) nu tot

$$\mathbf{v} = -e\mathbf{A}/m, \quad \ldots \quad (2')$$

dan zien we dat de lokale waarde van $\mathbf{v}$ evenredig is met die van de vectorpotentiaal. Daaruit valt het volgende af te leiden. Ten eerste zal aan het oppervlak van een supergeleider de normale component van $\mathbf{v}$ nul zijn, en hetzelfde moet dus gelden voor die van de vectorpotentiaal, in overeenstemming met de eis div $\mathbf{A} = 0$. Verder kunnen we met behulp van (2') een uitdrukking afleiden voor de stroomdichtheid $\mathbf{j}$ in een supergeleider door in de formule $\mathbf{j} = ne\mathbf{v}$ (n is de concentratie van de elektronen) de gevonden uitdrukking voor $\mathbf{v}$ te substitueren:

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v} = -ne^2\mathbf{A}/m, \quad \ldots \quad (5)$$

hetgeen met (4) nog herleid kan worden tot:

$$\text{rot}\,\mathbf{j} = -ne^2\mathbf{H}/m. \quad \ldots \quad (6)$$

Dit is de eerste vergelijking van London voor een supergeleider, die in de plaats treedt van de wet van Ohm. (De tweede vergelijking van London heeft betrekking op niet-stationaire toestanden en kan in dit artikel buiten beschouwing blijven.)

Zo goed als (5) een directe consequentie is van $\mathbf{P} = 0$, zo goed kan men (6) beschouwen als een directe consequentie van de vergelijking:

$$\text{rot}\,\mathbf{P} = 0. \quad \ldots \quad (7)$$

Dit is de meest algemene uitdrukking voor de eerste vergelijking van London.

De stroom die in een supergeleider vloeit bij aanwezigheid van een magneetveld, moet men zien als een, door de conditie $\mathbf{P} = 0$ bepaald, aspect van de grondtoestand van het condensaat. Door het aanleggen van het magneetveld heeft men slechts de bij de grondtoestand behorende energiewaarde ietwat verschoven, precies zoals dat b.v. gebeurt met de energiewaarde van de elektronen in de schillen van een atoom dat in een veld wordt geplaatst.

De quantummechanische behandeling hiervan laten we achterwege, maar wèl willen we nog opmerken dat de conditie $\mathbf{P} = 0$ impliceert dat de golffunctie $\psi(r)$ die het condensaat beschrijft, ruimtelijk niet varieert; volgens de golfmechanica is de gradiënt van φ nl. evenredig met de impuls $\mathbf{P}$, en dus nul als $\mathbf{P} = 0$ is. De „golf" die door de golffunctie wordt voorgesteld, heeft in dit geval een constante amplitude (zie hierboven) en een oneindig grote golflengte.

Het Meissner-effect; de indringdiepte

De zojuist genoemde stroom, die in een supergeleider vloeit als deze zich in een magneetveld bevindt, heeft een zeer geprononceerd ruimtelijk verloop en hetzelfde geldt voor het magneetveld in het inwendige van de supergeleider. Dit blijkt direct wanneer men de vergelijking van London (6) combineert met de Maxwell-vergelijking:

$$\text{rot}\,\mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \ldots \quad (8)$$

die ook in een supergeleider van toepassing is. Men vindt dan:

$$\Delta\mathbf{H} = \mathbf{H}/\lambda^2, \quad \ldots \quad (9)$$

waarin

$$\lambda = (m/ne^2)^{1/2}. \quad \ldots \quad (10)$$

De parameter λ heeft de dimensie van een lengte. Het is een zg. karakteristieke lengte of variatie-afstand, die bij welke randvoorwaarden dan ook, altijd in de oplossing van (9) zal verschijnen. Men noemt λ gewoonlijk de *indringdiepte*. Substitueert men in (10) voor m en n waarden die in een normaal metaal gelden, dan vindt men voor λ een lengte van de orde van grootte van slechts 100 nanometer (1000 Å).

De aard van de grootheid λ en de zin van de naam indringdiepte komen duidelijk te voorschijn als men de eenvoudige, in *fig. 4* geschetste situatie beschouwt. Een supergeleider en een niet-supergeleider zijn hier door een plat vlak gescheiden, maar strekken zich overigens oneindig ver uit. In de niet-supergeleider heerst een magneetveld ter sterkte H_0 dat evenwijdig met het scheidingsvlak gericht is. Gaan we nu na hoe de sterkte H van het magneetveld in de supergeleider varieert als functie van de afstand x tot het scheidingsvlak, dan vinden we:

$$H(x) = H_0 \exp(-x/\lambda). \quad \ldots \quad (11)$$

Op de diepte $x = \lambda$ is de magnetische veldsterkte dus reeds tot ca. een derde afgenomen. (Uit (10) volgt ook nog een oplossing van het type (11) met positieve exponent, maar deze heeft in dit geval geen fysische betekenis.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij een meer gecompliceerd geval, b.v. dat van een cilinder met een cirkelvormige doorsnede, is de oplossing ingewikkelder, maar steeds vindt men dat H kleiner is naarmate het beschouwde punt dieper in het inwendige van de supergeleider ligt. Het magneetveld in het inwendige van een supergeleider wordt ten opzichte van het uitwendige veld door toedoen van de stroom gereduceerd. De ruimtelijke verdeling van deze zg. afscherm- of Meissner-stroom voldoet aan een vergelijking die evenals (9) uit (7) en (8) volgt, en ook dezelfde vorm heeft als de vergelijking (9):

$$\Delta \mathbf{j} = \mathbf{j}/\lambda^2. \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

De Meissner-stroom heeft dus dezelfde indringdiepte als het magneetveld. Het inwendige van een supergeleider is veldvrij, doordat het uitwendige veld precies gecompenseerd wordt door het magneetveld van de afschermstroom.

De toestand van veldverdringing stelt zich spontaan in, ook in een metaal dat in een magneetveld wordt afgekoeld tot onder het sprongpunt. Dit is door Meissner en Ochsenfeld in 1933 voor het eerst geconstateerd. Het demonstreert dat een supergeleider fundamenteel verschilt van een geleider met weerstand nul, en heeft ertoe geleid dat men de supergeleidende toestand ging leren zien als een faze.

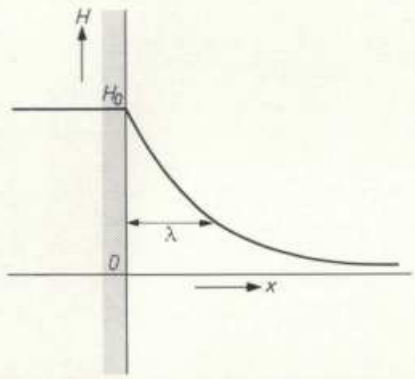

Fig. 4. De indringdiepte λ karakteriseert de afstand waarover een magneetveld in een supergeleidend lichaam kan binnendringen. De sterkte H van dit veld heeft buiten het lichaam de waarde H_0.

De transportstroom door een supergeleider; de persisterende stroom

De stromen waarvan hierboven sprake was, waren reactiestromen — of magnetisatiestromen, als men wil —, teweeggebracht door het uitwendige veld. Stilzwijgend was verondersteld dat wij met een enkelvoudig samenhangend lichaam te doen hadden, d.w.z. met een lichaam waarvoor geldt dat elk pad dat door het inwendige ervan van een punt P naar een punt Q loopt, op continue manier door middel van oneindig kleine wijzigingen is over te voeren in elk ander pad tussen P en Q. Als men zo'n lichaam snijdt met een plat vlak, is de integraal van de genoemde stromen over het snijvlak gelijk aan nul.

Ter voorbereiding op de situaties die in een meervoudig samenhangend lichaam kunnen optreden, bespreken we nu het geval van een supergeleidende staaf die aan de uiteinden verbonden is met koperdraden die naar een batterij leiden. Door deze staaf kan dus een transportstroom gezonden worden; de integraal van de stroom over een doorsnede is nu ongelijk nul. De krachten die de elektronenparen vormen blijven werkzaam, maar de waarde van de gegeneraliseerde impuls is in dit geval niet meer gelijk aan nul, zoals aanstonds zal worden toegelicht:

$$\mathbf{P} = 2\,m\mathbf{v} + 2\,e\mathbf{A} \neq 0. \quad \ldots \quad (13)$$

Een supergeleider waardoor een transportstroom vloeit, verkeert niet in de grondtoestand; het supergeleidende condensaat verkeert hier in een toestand van collectieve excitatie zonder dat er sprake behoeft te zijn van een excitatie door ontkoppeling der paren.

Ook in deze situatie is het uitgangspunt voor de behandeling van het elektrodynamische gedrag de vergelijking van London in de vorm rot $\mathbf{P} = 0$. Uit deze vergelijking volgt dat de stroom- en veldverdeling ook in dit geval, hoewel het veld nu door de opgedrongen, geïnjecteerde stroom wordt veroorzaakt, door (9) en (12) worden bepaald en dat in het bijzonder het begrip indringdiepte hier zijn betekenis behoudt. De transportstroom loopt, evenals de Meissner-stroom, door een dun huidje aan het oppervlak van de supergeleidende staaf. Binnenin is er stroom noch veld, maar wel heeft de vectorpotentiaal $\mathbf{A}$ daar nu een van nul verschillende waarde; de integraal waaruit men volgens de theorie van Maxwell $\mathbf{A}$ kan berekenen,

$$\mathbf{A} = \int (\mathbf{j}/r)\,\mathrm{d}\tau \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

(hierin is $\mathbf{j}$ de stroomdichtheid in het volume-elementje $\mathrm{d}\tau$ op een afstand r van het punt waar $\mathbf{A}$ gevraagd wordt), leidt in dit geval tot een van nul verschillend bedrag. Hiermee is toegelicht dat $\mathbf{P}$ wel ongelijk aan nul móet zijn.

Een bijzonder geval van de zojuist genoemde collectieve excitatie van het supergeleidende condensaat is de zg. persisterende stroom in een supergeleidende ring, d.i. een in die ring geïnduceerde stroom die onverzwakt blijft vloeien zolang de ring supergeleidend blijft. Ook hier is het uitgangspunt voor een elektrodynamische beschouwing een der vergelijkingen rot $\mathbf{P} = 0$ of rot $\mathbf{j} = -ne^2\mathbf{H}/m$, maar bij gegeven uitwendig magneetveld zijn er nu meerdere oplossingen voor de stro-

[7] Zie voor de berekeningen van London zelf het aangehaalde boek van zijn hand [2].

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men in de supergeleider, en niet slechts één, zoals bij een enkelvoudig samenhangend supergeleidend lichaam.

Evenals het vloeien van een transportstroom in een supergeleidende staaf die met een stroombron verbonden is, moet men het vloeien van een persisterende stroom in een ring beschouwen als een situatie waarvoor $\mathbf{P} \neq 0$ is. In het eerder geschetste golfmechanische beeld betekent dit dat de collectieve golffunctie hier wèl ruimtelijk zal variëren: als $\mathbf{P}$ ongelijk nul is, verloopt φ gestadig met de coördinaten en heeft ψ inderdaad het karakter van een periodieke functie. We zullen thans zien dat dit een merkwaardige consequentie heeft voor de magnetische flux die door de ring omsloten wordt.

De fluxquantisatie

Een ring, alsmede ieder ander tweevoudig samenhangend lichaam, is ten aanzien van de supergeleiding hierdoor gekenmerkt dat er een centraal gebied is (het „gat") waarin $\psi = 0$ is. Het supergeleidende lichaam is doorstoken, hetzij met een boring, hetzij met een „pijp" van normaal materiaal. In het laatste geval behoeft het normale materiaal chemisch niet te verschillen van het supergeleidende, maar het kan zijn dat een magneetveld in het centrale gebied de supergeleiding heeft verstoord. Bij deze topologische structuur is het mogelijk dat $\mathbf{P} \neq 0$ is zonder dat er een uitwendige stroombron aanwezig is, maar de hiermee gecorreleerde plaatsafhankelijkheid van φ stelt nu een probleem, nl. de ondubbelzinnigheid van ψ. Als wij aannemen dat ψ zich over macroscopische afstanden uitstrekt, moet de ring een geheel aantal golflengten lang zijn, precies zoals ook de baan van een elektron in een atoom. Evenals in de atoomfysica (Bohr, Sommerfeld) is dat het geval wanneer de zg. faze-integraal $\oint \mathbf{P}\,\mathrm{d}l$ een geheel veelvoud van h, de constante van Planck, is:

$$\oint \mathbf{P}\,\mathrm{d}l = nh. \qquad (15)$$

Hierin is $\mathrm{d}l$ een element van de integratiecontour en n een geheel getal. Uit (15), (2) en (3) kan men direct afleiden (zie hieronder) dat dan ook de magnetische flux Φ die door het oppervlak van een doorsnede gaat, het n-voud is van een fluxquantum Φ_0, dat gelijk is aan $h/2e$:

$$\Phi = nh/2e = n\Phi_0. \qquad (16)$$

Het fluxquantum Φ_0 bedraagt ongeveer 2×10^{-7} G/cm^2. Een en ander geldt ook voor de flux die is ingesloten in een normale vlek of een koker in een supergeleidend voorwerp.

De persisterende stroom in een tweevoudig samenhangend lichaam, die wij hebben leren zien als de verschijningsvorm van de excitatie van het supergeleidende collectief, is een quantumtoestand die blijkbaar zeer moeilijk naar de grondtoestand overgaat. Er zijn geen gevallen bekend van overgangen onder interactie met een elektromagnetisch stralingsveld, d.i. met een enkel foton, zoals in atomaire systemen optreedt. In een reëel supergeleidend systeem zou zo'n foton wel een gigantische energie moeten hebben: bij een persisterende stroom van 100 A correspondeert een quantumsprong $\Delta\Phi = \Phi_0$ met een energiesprong van ca. 1 MeV. De uiterst geringe waarschijnlijkheid van zo'n overgang houdt ongetwijfeld mede verband met de enorme disproportie tussen de afmetingen van de ring en de golflengte van de desbetreffende straling (ca. 10^{-3} nm, ofwel 10^{-2} Å).

De fluxquantisatie is niet een puur theoretische conceptie, maar is ook experimenteel aangetoond [8]. Anderzijds blijft het natuurlijk een open vraag of formule (15) voor de faze-integraal ook geldig is wanneer de integratiecontour zeer lang is, zoals b.v. bij een kortgesloten spoel bestaande uit een supergeleidende draad van enige kilometers lengte.

Verderop zal ter sprake komen hoe uit een supergeleidende ring flux kan verdwijnen; voor zover wij weten, gaat het hier altijd om een ontsnappingsproces aan het oppervlak van de supergeleider, waarbij inderdaad afzonderlijke fluxquanta betrokken zijn en waarbij omzetting van energie plaatsvindt in magnetische veldenergie elders, of in trillingsenergie van het rooster.

Experimentele bepaling van de breedte van de verboden zone

De hierboven besproken veranderingen van het energiespectrum die de stof ondergaat bij afkoeling tot onder T_c, is op verscheidene manieren experimenteel vast te stellen. Twee daarvan willen we hier bespreken.

Een tamelijk directe methode is de bestudering van de absorptie van een hoogfrequent elektromagnetisch veld dat men tegen een supergeleidend plaatje laat spelen, b.v. in een microgolftrilholte [9]. Bij afkoeling van een metaal neemt de normale weerstand af, en hetzelfde geldt derhalve ook voor de diepte waarover het elektromagnetische veld kan binnendringen [10] en voor de absorptie, maar er blijft altijd een dissipatie van elektromagnetische energie zolang de elektrische component van het elektromagnetische veld kan inwerken op normale elektronen. Zelfs in de supergeleidende toestand is dit nog mogelijk, want het wisselveld ontmoet ook in de dunne oppervlaklaag waarin het is binnengedrongen, nog normale — d.z. wegens thermische excitatie ongepaarde — elektronen. Maar in het limietgeval van oneindig lage temperatuur zou deze absorptie ten slotte verdwenen moeten zijn, tenzij de energie $h\nu$ van de golfpakketjes van het wisselveld zelve voldoende groot is om een elektronenpaar te ontkoppelen en de elektronen over de verboden zone heen naar een aangeslagen toestand te brengen. Aan dit laatste effect danken wij de mogelijkheid van een scherpe spectroscopische bepaling van de bandafstand. Deze methode is dus geheel vergelijkbaar met wat in het halfgeleiderondersoek gebeurt, al vindt men daar de fundamentele absorptie bij golflengten die enkele ordes van grootte kleiner zijn. In *fig. 5* vindt men het resultaat van de klassieke experimenten van Biondi en Garfunkel: de oppervlakimpedantie (als maat voor de absorptie) van een plaatje aluminium is hier in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

relatieve coördinaten uitgezet als functie van de grootte hv van de energiequanta van het microgolfveld (in eenheden kT_c) met de temperatuur als parameter. Vooral bij relatief lage temperatuur ($T \ll T_c$) ziet men duidelijk dat de absorptie inzet zodra de quantumenergie groter dan ca. 3,5 kT_c wordt. Bij sommige materialen vindt men een afwijkende waarde.

Een bijzonder elegante wijze van spectroscopie — dit is de tweede methode die we bespreken — is te realiseren met behulp van een tunneldiode volgens Giaever [11]. Twee metalen zijn gescheiden door een zeer dun niet-metalliek huidje (enkele nm). Elektronen kunnen door dit huidje van het ene naar het andere metaal oversteken door een tunnelproces, d.w.z. zij hoeven niet gebruik te maken van de hooggelegen, thermisch niet te bereiken geleidingsband van het intermediaire materiaal (meestal een oxide); ze bevinden zich daarentegen bij de oversteek in de verboden zone van het niveauschema van dat materiaal. Nu geldt voor een dergelijk contact hetzelfde als voor een echt contact: de Fermi-niveaus van beide plaatjes komen na uitwisseling van enige elektronen op precies gelijke hoogte. Als nu echter een van de metalen supergeleidend is, zijn de elektronen aan beide zijden niet „on speaking terms", d.w.z. elektronen die zouden willen oversteken, kunnen — in het bijzonder weer in het limietgeval van oneindig lage temperatuur — aan de andere kant geen beschikbaar energieniveau vinden (*fig. 6*). Een verschuiven van de niveauschema's ten opzichte van elkaar kan worden bewerkstelligd door een elektrische spanning U aan te leggen, hetgeen mogelijk is wegens het betrekkelijk sterk isolerend karakter van het huidje. Ladingsoversteek is dan mogelijk als $U \geqq \Delta/e$ is. In de I-U-karakteristiek van deze Giaever-diode leest men dus de bandafstand onmiddellijk af als de dubbele drempelspanning. Ook bij experimenten van dit type vindt men in de meeste gevallen dat de bandafstand ongeveer 3,5 kT_c bedraagt.

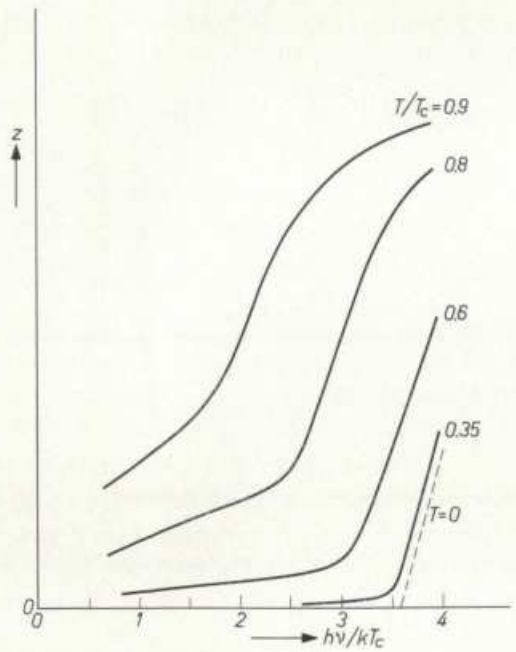

Fig. 5. Men kan de breedte 2Δ van de verboden zone in het energiespectrum van de „supergeleidende" elektronen bepalen door na te gaan hoe de absorptie van microgolven in de oppervlaklaag van de supergeleider afhangt van de quantumenergie van de opvallende straling. Uitgezet is de oppervlakimpedantie z (een maat voor de absorptie) tegen de quantumenergie in eenheden kT_c. Bij zeer lage temperatuur zet de absorptie plotseling in bij $hv/kT_c = 3{,}5$.

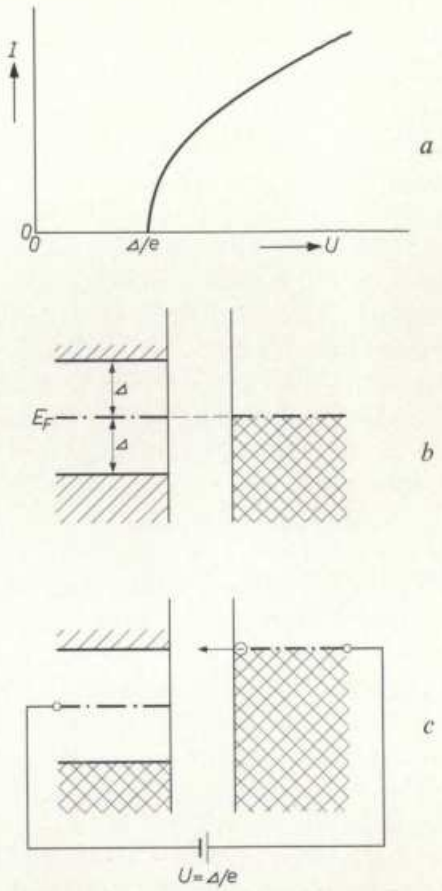

Fig. 6. Karakteristiek (*a*) en bandenschema's (*b*, *c*) van een tunneldiode volgens Giaever ter bepaling van Δ. Een supergeleidend (links) en een normaal plaatje van een zelfde metaal zijn gescheiden door een laagje oxide dat zo dun is dat de elektronen van het ene plaatje naar het andere kunnen oversteken door een tunnel-effect. Is de aangelegde spanning U kleiner dan Δ/e, dan kan er geen stroom vloeien doordat er in de supergeleider op de vereiste hoogte geen energieniveaus zijn (*b*); is $U \geqq \Delta/e$, dan zijn die er wel (*c*).

De magnetisatie; supergeleiders van de tweede soort

De aantasting van de supergeleidende ordening door een magneetveld

Tot nu toe hebben we ons niet bezig gehouden met de vraag wat er precies gebeurt wanneer men de sterkte van een uitwendig magneetveld waarin zich een supergeleider bevindt, zo ver laat toenemen dat deze de waarde H_c overschrijdt waarbij de supergeleiding wordt opgeheven. En evenmin hebben we ons afgevraagd welke precies de situatie is in de oppervlaklaag van de supergeleider waarin het veld is binnengedrongen.

Als een magneetveld binnendringt in een supergeleider, al is dit maar over de indringdiepte, betekent dit

[8] R. Doll en M. Näbauer, Phys. Rev. Letters **7**, 51, 1961; B. S. Deaver en W. M. Fairbank, Phys. Rev. Letters **7**, 43, 1961.

[9] M. A. Biondi en M. P. Garfunkel, Phys. Rev. **116**, 853 en 862, 1959.

[10] Zie b.v. H. B. G. Casimir en J. Ubbink, Het skineffect I, Philips techn. T. **28**, 173-185, 1967 (no. 6), in het bijzonder formule (10).

[11] I. Giaever, Phys. Rev. Letters **5**, 147, 1960.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een aanval op de supergeleidende toestand. Als het veld te sterk is, vindt de overgang naar de normale toestand plaats, maar ook bij behoud van de supergeleidende toestanden is er al iets gaande, nl. een plaatselijke vermindering van de concentratie n_s van de supergeleidende elektronen, ofwel een vermindering van de breedte 2Δ van de spleet in het energieschema. Zoals reeds werd besproken, doet ook temperatuurverhoging dit en het is bekend dat beide invloeden tevens op de indringdiepte λ werken. Er is dus een wederzijdse beinvloeding van n_s en H (of A), die maakt dat de vergelijking van London in het gebied waarin het magneetveld is doorgedrongen, niet voldoet. Hier geven de vergelijkingen van Landau en Ginzburg uitkomst [12]. Deze vergelijkingen zullen wij niet uitvoerig behandelen, maar wij vermelden slechts dat het een tweetal vergelijkingen is waaruit n_s — of eigenlijk een complexe ordeparameter, die men mag identificeren met de eerdergenoemde golffunctie ψ — en de vectorpotentiaal **A** kunnen worden opgelost als functie van de plaatscoördinaten, mits de randvoorwaarden niet al te gecompliceerd zijn. De in de vergelijkingen voorkomende coëfficiënten zijn kenmerkend voor de stof. Reeds het feit dat er nu *twee* vergelijkingen zijn, laat meteen de mogelijkheid open van meer dan één karakteristieke variatie-afstand. Inderdaad wordt nu naast de indringdiepte λ voor het magneetveld en de stroom (die ook al uit de theorie van London volgde) een karakteristieke indringdiepte voor de configuratiestoring gevonden, d.w.z. voor de variatie van $|\psi|$. Deze laatste indringdiepte heet coherentielengte en wordt aangeduid met ξ. De term coherentielengte is in zoverre verwarrend dat de term coherentie hier niet betrekking heeft op het behoud van de fazecoherentie van de golffunctie, die immers over zeer grote afstand geldt, maar op de stijfheid van de golffunctie, in dien zin dat $|\psi|$ binnen de afstand ξ niet zeer sterk kan variëren. Evenals λ is ξ in het algemeen klein: men vindt voor ξ waarden van de orde van grootte van 10 tot 1000 nm.

Aanstonds zal blijken dat het voor het gedrag van een supergeleidend lichaam in een magneetveld van fundamenteel belang is of de indringdiepte λ dan wel de coherentielengte ξ de grootste is, preciezer: of λ/ξ groter dan wel kleiner is dan $1/\sqrt{2}$. Men kan dit gemakkelijk plausibel maken aan de hand van een beschouwing over de oppervlakenergie. We bespreken daarom nu eerst de hoofdlijnen van de thermodynamische behandeling van de fazeovergang supergeleidend $\rightleftarrows$ normaal.

Thermodynamica van de fazeovergang supergeleidend $\rightleftarrows$ normaal

Bij de thermodynamische behandeling van de fazeovergang supergeleidend $\rightleftarrows$ normaal [13] wordt gebruik gemaakt van de vrije energie van Gibbs, G. Stel dat die in de supergeleidende faze de waarde $G_s(H)$ heeft en in de normale faze de waarde $G_n(H)$. Nu is er altijd enige vrijheid in de keuze van de uitdrukking voor de thermodynamische grootheden bij aanwezigheid van een magneetveld, omdat het een kwestie van smaak is of men alle of slechts een gedeelte van de veldenergie wil toekennen aan de stof waarin het veld heerst. Wij doen de keus aldus dat voor een isotherme verandering geldt:

$$\mathrm{d}G = -M\,\mathrm{d}H. \qquad (17)$$

Hierin is M de magnetisatie van het lichaam in het uitwendige, ongestoord gedachte veld H. Voor de veldsterkte H_c waarbij de fazeovergang plaatsvindt als men het veld geleidelijk in sterkte laat toenemen, moet dan gelden:

$$G_s(H_c) = G_s(0) - \int_0^{H_c} M\,\mathrm{d}H = G_n(H_c). \qquad (18)$$

We veronderstellen nu dat het supergeleidende lichaam perfect diamagnetisch is, d.w.z. dat B, de grootheid die volgens de theorie van Maxwell eigenlijk de betekenis heeft van de gemiddelde microscopische magnetische veldsterkte, gelijk nul is. De macroscopische magnetisatie M die door de afschermstroom teweeggebracht wordt, is dan gelijk $-H$, want er geldt immers $\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{M}$. Veronderstelt men verder dat de magnetische susceptibiliteit van de stof in de normale toestand te verwaarlozen is, dan kan men (18) direct herleiden tot:

$$G_n(0) - G_s(0) = \int_0^{H_c} H\mathrm{d}H = \tfrac{1}{2} H_c^2. \qquad (19)$$

Samenvattend: bij afwezigheid van een magneetveld is de vrije energie in de supergeleidende toestand lager dan die in de normale; het verschil is bepalend voor H_c.

De verlaging van de vrije energie in de supergeleidende toestand ten opzichte van die in de normale kan ook afgeleid worden uit de verandering van het energiespectrum van de elektronen, en wel als volgt. De elektronen in een energie-intervalletje Δ onder het Ferminiveau E_F worden, zoals we gezien hebben, in de supergeleidende toestand ondergebracht in lagere niveaus, waar een voldoend grote niveaudichtheid voorhanden is (fig. 3*b*). Als $N(E_F)$ de toestandsdichtheid bij het Fermi-niveau is van het metaal in de normale toestand, dan moet er gelden:

$$G_n(0) - G_s(0) = aN(E_F)\Delta_0^2. \qquad (20)$$

Hierin is a een coëfficiënt van de orde van grootte van 1, die afhangt van de precieze vorm van de toestandsdichtheid in de supergeleidende toestand. Vergelijken we (19) met (20), dan zien we dat H_c en Δ_0 evenredig zijn en

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat, gezien (1), hetzelfde verband dus moet bestaan tussen H_c en T_c.

Bij beschouwingen aangaande een faze-overgang is het noodzakelijk de oppervlakenergie in rekening te brengen, dat wil in ons geval zeggen: de extra-energie die een gevolg is van de aanwezigheid van een grens tussen het supergeleidende en het normale deel van het metaal. Er kunnen twee bijdragen onderscheiden worden. Ten eerste is er een correctie op de magnetische energieterm $-\int M\mathrm{d}H$ ten gevolge van het feit dat het magneetveld over een afstand λ in het supergeleidende materiaal binnendringt. Het veldvrije volume is dus iets kleiner dan het volume van de supergeleider zelf, nl. met een bedrag λS, waarin S de oppervlakte van het scheidingsvlak is, en de vrije energie is dus een bedrag ter grootte $\frac{1}{2}\lambda SH^2$ kleiner dan de waarde waarmee hierboven gerekend werd. Deze correctie is dus *negatief*.

De tweede correctie daarentegen, die het gevolg is van de configuratiestoring aan het oppervlak, is *positief*. Deze correctieterm varieert monotoon met ξ, de coherentielengte, en overheerst als ξ voldoend groot is. De oppervlakenergie is dus dan positief en het scheidingsvlak zal zich zo klein mogelijk maken of verdwijnen. Het volume van het supergeleidende gebied wordt dan met toenemende H steeds kleiner en ten slotte nul. Als ξ daarentegen relatief klein is, overheerst de magnetische term in de oppervlakenergie. Bij aanleggen van een magneetveld zal het scheidingsvlak tussen supergeleidend en niet-supergeleidend materiaal zich dan trachten te vergroten. Bij een lichaam dat reeds in zijn geheel supergeleidend is, kan dat alleen door het optreden van dispersie: er stelt zich een toestand in waarbij de supergeleider wordt doorregen met normale gebiedjes, waarvan het totale volume zeer klein, maar de totale oppervlakte zeer groot is, en waarin een magneetveld aanwezig is, evenals in de aangrenzende indringingslaagjes.

Twee soorten supergeleiders

Uit bovenstaande thermodynamische beschouwing blijkt dat het beeld van een supergeleider dat we in het vorige hoofdstuk hebben geschetst, alleen geldt voor stoffen waarvoor ξ relatief groot is. Bij stoffen met relatief kleine ξ is het Meissner-effect (d.i. het vrijwel perfecte diamagnetisme) afwezig. Volgens de theorie van Landau, Ginzburg en Abrikosov heeft men met het eerste geval te doen wanneer het quotiënt $\varkappa$ van λ en ξ kleiner is dan $1/\sqrt{2}$, en met het andere als $\varkappa$ groter is dan $1/\sqrt{2}$. Men spreekt van supergeleiders van de *eerste soort* (mèt Meissner-effect) en supergeleiders van de *tweede soort*. Tot de supergeleiders van de eerste soort behoren de elementen lood, tin en kwik, tot die van de tweede soort het element niobium alsook vele legeringen.

Het zijn juist de supergeleiders van de tweede soort die de laatste jaren in het bijzonder zijn bestudeerd en die voorlopig ook het meest interessant zijn uit het oogpunt van technische toepassing. Bij legeringen is ξ gewoonlijk klein als gevolg van de invloed van de vrije weglengte van de elektronen op de „stijfheid" van de collectieve golffunctie (of ordeparameter) ψ. Door Gorkov is afgeleid:

$$\varkappa = \varkappa_0 + b\varrho''. \quad \ldots\ldots \quad (21)$$

Daarin is $\varkappa_0$ de $\varkappa$-waarde van het volmaakte rooster — d.i. het rooster van de desbetreffende stof bij afwezigheid van kristalimperfecties en bij $T = 0$ — en b een coëfficiënt die afhangt van de toestandsdichtheid van de elektronen bij het Fermi-niveau in de normale toestand. De grootheid ϱ'' is de restweerstand, d.i. de waarde die de soortelijke weerstand van de stof theoretisch zou hebben bij $T = 0$ wanneer er geen supergeleiding optrad. Deze waarde is hoger naarmate er meer bezettingsonregelmatigheden of andere roosterfouten in het metaalkristal zijn, die de vrije weglengte verkorten.

Een supergeleider van de tweede soort heeft een magnetisatiekromme als geschetst in *fig. 7*. Voor kleine waarden van het aangelegde veld is er nog wel een

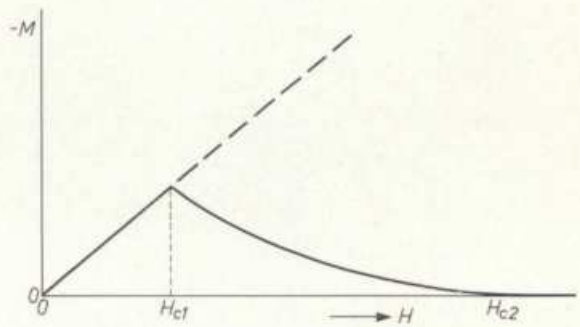

Fig. 7. Magnetiseringskromme van een supergeleider van de tweede soort. Laat men het veld H toenemen, dan neemt de magnetisatie M aanvankelijk ook toe, maar bij de waarde H_{c1} begint M af te nemen. Bij $H = H_{c2}$ is M nul geworden en gaat de stof over in de normale toestand.

effectieve afschermstroom, maar vanaf een karakteristieke waarde H_{c1} van het veld begint flux binnen te dringen. Er is dan, zoals gezegd, geen Meissner-effect meer en men spreekt van de *mengtoestand*. De fluxinvasie geschiedt in de vorm van miljarden uiterst dunne werveldraden. Deze werveldraden zijn zeer inte-

[12] V. L. Ginzburg en L. D. Landau, Zh. eksper. teor. Fiz. **20**, 1064, 1950. Aan de uitbouw van deze theorie zijn belangrijke bijdragen geleverd door L. P. Gorkov en A. A. Abrikosov. Voor de volledige bibliografie zie het boek van Lynton [2].

[13] C. J. Gorter en H. B. G. Casimir, Physica **1**, 306, 1934. Men vindt deze behandeling o.m. ook in het aangehaalde boek van Shoenberg [2].

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ressante entiteiten, met als voornaamste attributen (zie ook *fig. 8*):

1) Zij kunnen alleen op een oppervlak eindigen, of in zichzelf gesloten zijn.
2) Zij dragen persisterende, circulair en over hun hele lengte als stroomwanden lopende stromen.
3) Daarbinnen, en daarmee gekoppeld, is er een magneetveld; stroom en magneetveld strekken zich uit tot een afstand λ van de cilinder.
4) De werveldraden hebben een niet-supergeleidende kern, een zeer dun cilindertje met straal ξ.
5) De wervel is in feite een aangeslagen toestand van het type persisterende ringstroom ($\mathbf{P} \neq 0$) dat reeds ter sprake is geweest, en draagt slechts één enkel fluxquantum $h/2e$.

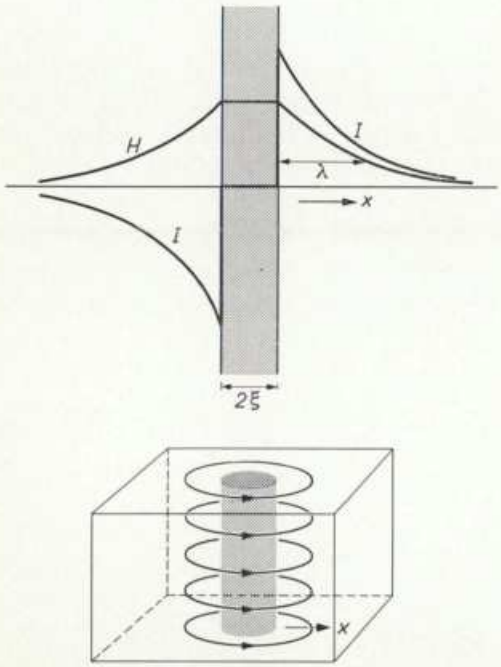

Fig. 8. Stroom- en veldverloop in de langsdoorsnede van een fluxdraad (werveldraad). De flux is gevangen in een normaal gebiedje (straal ξ), aan de wand waarvan een kringstroom loopt. Het magneetveld penetreert op de gebruikelijke wijze in het omringende supergeleidende materiaal over een afstand λ.

In de mengtoestand bevindt een deel — vlak boven H_{c1} zelfs een zeer groot deel — van het materiaal zich nog in de supergeleidende toestand. Door de fluxpenetratie kan deze situatie tot een zeer veel hogere veldsterkte gehandhaafd blijven dan ooit het geval kan zijn bij het behoud van het zuivere Meissner-effect. De volledig normale toestand wordt ten slotte bereikt als de concentratie van fluxdraden zo groot is geworden dat het gehele volume van het materiaal is opgevuld door de normale kernen. De waarde van H waarbij dit gebeurt, wordt aangeduid met H_{c2}; deze waarde is des te hoger naarmate ξ kleiner is. Bij diverse niobiumhoudende supergeleiders vindt men voor H_{c2} waarden tussen 100 000 en 200 000 gauss.

Opgemerkt kan nog worden dat ook bij supergeleiders van de tweede soort de oppervlakte onder de magnetisatiekromme (fig. 7) gelijk is aan de condensatie-energie (vgl. formule 19).

Inductieverschijnselen

In het licht van het zojuist besprokene willen we nu opnieuw het gedrag van een supergeleidend lichaam in een magneetveld bezien, waarbij wij nu zullen toelaten dat het lichaam een meervoudige samenhang heeft en dat verplaatsing van flux mogelijk is. Wij behandelen verschillende gevallen in deze paragraaf.

Nemen wij eerst eens een ring of holle cilinder van lood of van een ander supergeleidend materiaal van de eerste soort. In een magneetveld geplaatst, zal de ring volharden in de uitgangstoestand: zolang hij geheel supergeleidend blijft, zal de omvatte flux niet veranderen (b.v. nul blijven). In de boring van een voldoend lange cilinder zal ook het *veld* niet veranderen (b.v. nul blijven). Als de kritische veldsterkte overschreden wordt, zal het veld natuurlijk overal kunnen binnendringen, maar nu zal uitschakelen van het veld niet meer de uitgangstoestand opleveren: er is nu een hoeveelheid magnetische flux ingesloten, die gedragen kan worden door een persisterende stroom.

Een variant van dit geval treft men aan in het persistatron van Buckingham. Een supergeleidend ringetje is asymmetrisch verbonden met twee stroomdraden (*fig. 9*). Als daar een stroom I doorgezonden wordt, groot genoeg om het ringetje ergens in de normale toestand te doen overgaan, wordt er tevens een flux door het ringetje tot stand gebracht, die na uitschakelen van de stroom I behouden blijft en gedragen wordt door een persisterende stroom in de ring.

Fig. 9. Persistatron van Buckingham. Door een deel van een supergeleidende ring wordt een stroom I gezonden, sterk genoeg om de supergeleiding plaatselijk op te heffen. De magnetische flux die tijdens het vloeien van I door de ring omvat wordt, wordt ingesloten als I wordt uitgeschakeld.

Ook in een enkelvoudig samenhangend lichaam kan flux worden ingesloten, zodat een irreversibele magnetisatiekromme tot stand komt. Dit zal het geval zijn, als, b.v. wegens een ongunstige vorm, een gedeelte van een lichaam weer supergeleidend wordt bij verzwakking van het magneetveld en als dat gedeelte een tweevoudige samenhang heeft. Uit de zo gevormde supergeleidende ring kan geen flux meer ontsnappen en bij uitschakelen van het veld blijft een normaal centraal gebied over waarin zich flux bevindt, waardoor het lichaam in feite niet meer enkelvoudig samenhangend is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wij willen nu onze aandacht richten op het proces van *fluxverplaatsing*. Bij de bespreking van de magnetisatie van een supergeleider van de tweede soort is al gewezen op de penetratie van fluxdraden tot diep in het materiaal. Zonder ons nu te verdiepen in de vraag hoe deze zich losmaken van het oppervlak — zij kunnen niet spontaan ontstaan binnenin het lichaam —, willen wij nu, heel algemeen, nagaan wat transport van flux dwars over een supergeleidende stroombaan heen betekent in termen van elektromagnetische inductie. We beschouwen daartoe de situatie van *fig. 10a*. In een ring R veronderstellen we een zone P aanwezig waar het materiaal niet supergeleidend is, van zodanige afmeting dat deze plek de supergeleidende ring niet onderbreekt. We veronderstellen verder dat deze normale zone P een flux Φ insluit. Deze flux kan te zamen met de zone verplaatst worden, o.a. met behulp van een verplaatsbaar uitwendig magnetisch hulpveld (zg. schuifveld). De flux Φ kan aldus dwarsop door de

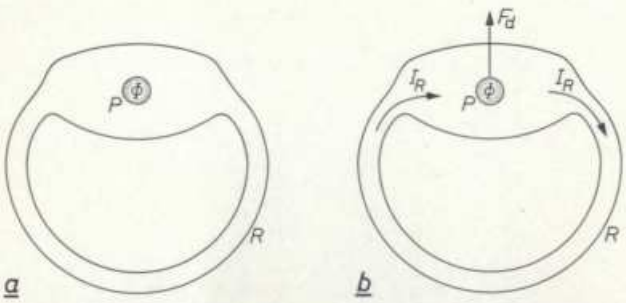

Fig. 10. *a*) Schematische voorstelling van een tweevoudig samenhangend lichaam (R) waarin zich een niet-supergeleidende zone bevindt (P) die de tweevoudige samenhang van het supergeleidende deel niet verstoort, en die de flux Φ insluit. Door P te verplaatsen van de buiten- naar de binnenrand van R, kan men de door R omvatte flux met een bedrag Φ vergroten.
b) Wordt de plaats van P niet gefixeerd en vloeit er in R een stroom I_R, dan gaat P zich dwars op de stroomrichting bewegen doordat de stroom een zijdelingse kracht F_d op de fluxbuis uitoefent, die evenredig is met Φ en met de stroomdichtheid ter plaatse.

supergeleidende ring heen getrokken worden, en als de rand bereikt is, wordt de flux ingesloten in het gat van de ring. Als de drijvende kracht die de fluxbuis naar binnen heeft gebracht wegvalt (het schuifveld wordt uitgeschakeld), wordt de flux nl. gedragen door een persisterende stroom in R. We willen nu de zone P met de bewegende flux Φ opvatten als de zetel van een spanning U die in de ring met zelfinductie L een toeneming I van de persisterende stroom heeft teweeggebracht:

$$\int U \, dt = L\, I = \Phi. \quad . \; . \; . \; . \quad (22)$$

Bij een regelmatig, quasi-continu transport van vele van dergelijke fluxpakketjes is dus

$$U = d\Phi/dt \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (23)$$

het gemiddelde fluxtransport per seconde. Wanneer flux in de tegenovergestelde richting gaat bewegen, zal de stroom afnemen.

Een zeer interessant geval is nu dat waarbij de flux in beweging komt onder invloed van een reeds in de supergeleider lopende stroom I_R die de fluxvlek „omspoelt" (fig. 10*b*). Zo'n stroom oefent namelijk, blijkens een zorgvuldige analyse van de totale magnetische energie van het systeem als functie van een laterale verplaatsing van de zone, een zijdelingse kracht F_d op de fluxbuis uit. Deze kracht is evenredig met de grootte van Φ en met de stroomdichtheid. De met de beweging van de flux samenhangende negatieve inductiespanning kan men in dit geval het best interpreteren als *weerstand* in de keten. De situatie is volledig te vergelijken met die van een gelijkstroomdynamo van het gebruikelijke type; deze kan men immers, al naar de richting van de energiestroom, als stroomgenerator of als motor laten werken, en in het laatste geval verschijnt hij in de keten als een positieve weerstand.

De zijdelingse kracht op een fluxbuis speelt een zeer belangrijke rol in allerlei processen in supergeleiders. Men spreekt wel van Magnus-kracht in dit verband, omdat het verschijnsel een zekere overeenkomst vertoont met het Magnus-effect uit de aerodynamica, maar men kan met evenveel recht de drijvende kracht op de fluxbuis zien als een ponderomotorische kracht volgens Ampère, of als een effect van de Lorentz-kracht op de elektronen. Het is deze kracht die bij de magnetisatie van een supergeleider van de tweede soort de mengtoestand helpt tot stand brengen. Wanneer zich, zodra H groter dan H_{c1} is geworden, uit de aanvankelijk aan het oppervlak van het lichaam opgewekte afschermstroom (Meissner-stroom) wervels gaan afsplitsen, zorgt de genoemde kracht ervoor dat deze homogeen door de supergeleider verdeeld worden. Zijn de wervels namelijk ongelijkmatig verdeeld, dan is, naar uit *fig. 11* direct valt af te lezen, de nettostroom in het inwendige niet overal nul en zullen de wervels dientengevolge een kracht ondervinden; bij gelijkmatige verdeling is deze

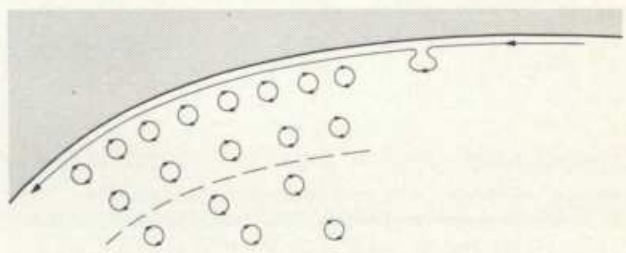

Fig. 11. Het gebeuren in een supergeleider van de tweede soort bij toenemend magneetveld H, als $H_{c1} < H < H_{c2}$ (mengtoestand). Aan het oppervlak splitsen zich uit de afschermstroom wervels af die een zekere flux insluiten. De vrije wervels, of fluxdraden, streven naar een gelijkmatige verdeling over de beschikbare ruimte en bewegen zich dus aanvankelijk van het oppervlak naar het inwendige. De beweging komt tot stand onder invloed van een kracht die het gevolg is van de nettostroom die bij ongelijke verdeling plaatselijk vloeit — op de streeplijn bijvoorbeeld vloeit de stroom in vijf wervels naar links en slechts in drie naar rechts.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nettostroom afwezig en kan er geen verandering in de verdeling komen.

Supergeleidende dynamo's voor gelijkstroom

Het hierboven besproken inductieverschijnsel is de grondslag voor de constructie van supergeleidende dynamo's [14]. De essentie van deze stroomgenerators is dat er een mechanisch onbeweeglijk geleidingssysteem voorhanden is — men heeft dus geen borstels en geen commutators — waarin door een periodiek veranderend wisselveld, dat het karakter heeft van een periodiek schuifveld of van een draaiveld, zowel de Faraday-inductie als de noodzakelijke periodieke wijzigingen in de keten worden tot stand gebracht. Dit laatste vindt plaats doordat het veld periodiek bepaalde stukken van de supergeleider in de normale toestand brengt — hetgeen het equivalent is van de conventionele commutators — waardoor een gelijkrichtings- of unipolair effect ontstaat. Een van de eerste uitvoeringsvormen van de supergeleidende dynamo welke zeer nauw verwant is met de klassieke unipolaire dynamo, is reeds vroeger in dit tijdschrift besproken [15]. In *fig. 12* is een familieoverzicht van de supergeleidende dynamo's

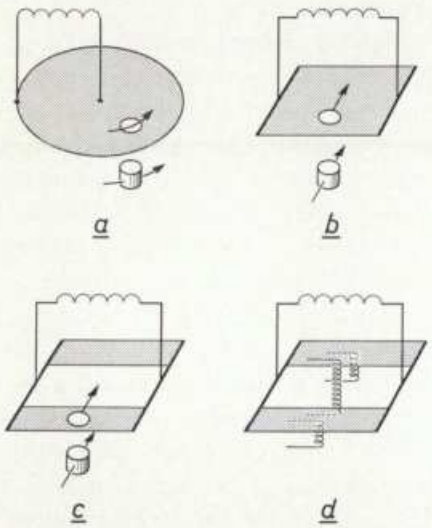

Fig. 12. Voorbeelden van de vier belangrijkste groepen uitvoeringsvormen van de supergeleidende dynamo voor het opwekken van een persisterende stroom in een supergeleidende keten. *a*) Met draaiveld, geleverd door een roterende permanente magneet. *b*) Met schuifveld. *c*) en *d*) Varianten van (*b*) met een in twee stroken gespleten supergeleider; bij (*d*) wordt het schuifveld verkregen door middel van spoelen.

gegeven, waarin men gemakkelijk herkent op welke wijze de flux wordt verplaatst. Als in de dynamo een zekere flux Φ wordt „rondgemalen" met frequentie f, is de e.m.k.:

$$U = \Phi f. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (23')$$

Supergeleidende dynamo's hebben enkele aantrekkelijke kanten. Ze kunnen b.v. supergeleidende spoelen bekrachtigen, waarbij ze met deze spoelen gesloten ketens vormen die geheel in het bad vloeibaar helium worden gehouden. Er zijn dan geen toevoerdraden van buitenaf nodig, zodat het daaraan inherente warmtelek naar het heliumbad ontbreekt. Zolang de dynamo werkt, neemt de stroom in de spoel met de tijd t toe volgens

$$I = Ut/L. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (24)$$

Hierin is L de coëfficiënt van zelfinductie van de spoel. Als de gewenste stroomsterkte is bereikt, zet men de dynamo eenvoudig stil, waarna deze een passief geleidingselement is geworden en de stroom vanzelf blijft rondgaan. Een persisterende stroom is beter constant dan met het beste stroomstabilisatieapparaat bereikbaar is, hetgeen in het bijzonder voor precisiewerk zeer attractief is. (Hierbij moet wel worden opgemerkt dat een persisterend stroomregime ook kan worden bereikt na bekrachtiging van buitenaf, nl. door toepassing van een supergeleidende kortsluiting over de spoel, die wordt aangebracht voordat men de bekrachtiging uitschakelt.) Een groot voordeel is dat men gemakkelijk zeer sterke stromen kan opwekken (zelfs tot duizenden ampères toe) met een relatief kleine dynamo. Kleine variaties van de stroom krijgt men door eenvoudig de as van de dynamo enkele slagen (of nog minder) te draaien [16]. De e.m.k. U is bij eenvoudige uitvoeringsvormen van de dynamo, zoals die van *fig. 13*, van de orde van grootte van 1-10 mV. Daar juist in de gevallen dat men supergeleidende kabel met een zeer groot stroomvoerend vermogen (bijv. 1000 A) gebruikt, de zelfinductie van de keten betrekkelijk klein zal zijn, is de tijd die nodig is voor het bereiken van een grote stroomsterkte, zeker aanvaardbaar. Een nadeel van deze stroomgenerators is dat ze niet geheel verliesvrij zijn. De beweging van de flux induceert nl. in de normale zone ook een (lokaal verlopend) stroompje, dat uiteraard warmte ontwikkelt. Bij dynamo's voor gebruik in grote technische installaties kan dat speciale voorzieningen nodig maken; bij dynamo's voor bekrachtiging van supergeleidende spoelen voor laboratoriumgebruik zal de dissipatie (slechts enkele watts) daarentegen nimmer prohibitief zijn.

Fig. 13. Een supergeleidende magneetspoel (onder) compleet met supergeleidende dynamo (boven).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Responsie van een supergeleider van de tweede soort op stroomdoorgang

Zoals in een van de vorige paragrafen is besproken, oefent een stroom in een supergeleider een zijdelingse kracht uit op een fluxbuis die erdoor loopt, en hetzelfde geldt voor de elementaire fluxdraden in een supergeleider van de tweede soort wanneer deze in de mengtoestand verkeert. Wanneer er nu geen tegenkrachten zijn, d.w.z. als de fluxdraden niet vastgehouden worden bij een of andere „ankerplaats", zal het gevolg zijn dat ze in beweging komen. Men heeft dan het geval van de door inductieverschijnselen bepaalde, macroscopisch waarneembare spanning, het geval dus dat de supergeleider een zekere weerstand vertoont. In overeenstemming met de voorgaande beschouwingen krijgen we voor de spanningsdaling per eenheid van lengte:

$$E = uB. \qquad \ldots\ldots \quad (25)$$

Hierin is u de snelheid waarmee de fluxdraden zich overdwars bewegen en B de inductie die deze fluxdraden in het specimen tot stand brengen.

Er zijn enkele zeer overtuigende experimentele aanwijzingen voor de realiteit van deze fluxbeweging in supergeleiders. Als eerste bespreken we de metingen van de ruiscomponent van E die door Van Ooijen en Van Gurp [17] in het Philipslaboratorium zijn verricht, aan vanadium. Zij vonden in het ruisspectrum een afsnijfrequentie die gelijk was aan de reciproke waarde van de oversteektijd van de fluxdraden, berekend uit (25) en de breedte van het meetplaatje. Zo'n spectrum is kenmerkend voor een hageleffect, zoals men in dit geval mag verwachten op grond van de discrete waarden van de bewegende flux. Uit de intensiteit van het ruissignaal kan de grootte van de fluxbuizen worden afgeleid. Blijkens berekening moet deze van de grootte van de primaire stroom afhangen, maar in de limiet van een zeer sterke primaire stroom steekt de flux in aparte elementaire quanta over, zonder groepsvorming.

Een zeer direct experimenteel bewijs — dit is het tweede dat we noemen — is geleverd door Giaever [18]. Deze heeft de beweging van de fluxbuizen gesondeerd door twee zeer dunne metaalplaatjes zeer dicht bij elkaar te brengen. Er was geen galvanisch contact, maar de magnetische patronen van de mengtoestand in beide plaatjes waren gekoppeld. Liet men nu door een der plaatjes een stroom vloeien, dan bleek niet alleen in dit plaatje een spanning op te treden, maar ook in het andere. Laatstgenoemde spanning kan niet anders ontstaan zijn dan via de magnetische koppeling tussen de beide plaatjes. Dit bewijst dat de spanningen moeten ontstaan door de beweging van het fluxpatroon.

Kort geleden is het in het Philipslaboratorium te Eindhoven gelukt de beweging van flux ook *zichtbaar* te maken, en wel in zeer dunne plaatjes lood [19]. Ook bij supergeleiders van de *eerste* soort, waartoe lood behoort, kan nl. een toestand van dispersie optreden, die in dat geval samenhangt met het feit dat, door de ontmagnetisering, de inwendige veldsterkte in een monster in het algemeen niet overal even groot is [20]. Bij toenemend uitwendig veld gaan daardoor niet alle delen van het monster tegelijk in de supergeleidende toestand over. In de situatie waarin het monster deels supergeleidend is en deels niet, d.i. de zg. tussentoestand, dragen de normale gebieden ieder een flux die veel groter is dan één fluxquantum, maar met betrekking tot het fluxtransport onder invloed van een stroom vertonen ze een grote overeenkomst met de fluxdraden van de mengtoestand. Men heeft de beweging ervan zichtbaar gemaakt met behulp van kleine niobiumkorreltjes. Wanneer de fluxbundels zich door het loodplaatje bewogen, volgden deze korreltjes de beweging, hetgeen met een microscoop gevolgd en gefilmd werd.

De weerstand in de mengtoestand

De spanningsdaling in een specimen van een supergeleider van de tweede soort dat in de mengtoestand verkeert en waardoor een stroom vloeit, wordt dus bepaald door de snelheid van de fluxdrift. De vraag welke factoren deze snelheid bepalen, is de laatste twee jaren uitvoerig bestudeerd. Het beeld dat wij daarvan, mede door het werk in het Philipslaboratorium [21], thans bezitten, ziet er als volgt uit. De fluxdraden worden aangesproken door een drijvende kracht die per eenheid van lengte een grootte F_d heeft, gegeven door:

$$F_d = j\Phi. \qquad \ldots\ldots \quad (26)$$

In de stationaire toestand hebben de fluxdraden een constante snelheid, d.w.z. er is per lengte-eenheid een wrijvingskracht F_f die F_d juist compenseert:

$$F_f = -F_d. \qquad \ldots\ldots \quad (27)$$

Zoals hierboven reeds werd opgemerkt, kan men de kracht K_d beschouwen als een ponderomotorische kracht volgens Ampère. Voor de wrijvingskracht geldt dat eveneens, althans voorzover de remming wordt veroorzaakt door de Foucault-stromen die worden opgewekt door en bij de zich bewegende fluxdraad. Lokaal

[14] J. Volger en P. S. Admiraal, Physics Letters **2**, 257, 1962.
[15] J. Volger, Een dynamo voor het opwekken van een persisterende stroom in een supergeleidende keten, Philips techn. T. **25**, 16-19, 1963. Een overzicht van allerlei mogelijke uitvoeringsvormen vindt men in J. van Suchtelen, J. Volger en D. van Houwelingen, Cryogenics **5**, 256, 1965.
[16] Een toepassing waarbij van deze eigenschap gebruik wordt gemaakt is kort geleden in dit tijdschrift beschreven: F. W. Smith, P. L. Booth en E. L. Hentley, Masers voor een radioastronomische interferometer, Philips techn. T. **27**, 317-326, 1965/66.
[17] D. J. van Ooijen en G. J. van Gurp, Physics Letters **17**, 230, 1965.
[18] I. Giaever, Phys. Rev. Letters **15**, 825, 1965 en **16**, 460, 1966.
[19] J. van Suchtelen en A. P. Severijns, niet gepubliceerd.
[20] Zie b.v. de aangehaalde boeken van London en van Lynton [2].
[21] Voor een overzicht hiervan met bibliografie zie J. Volger, in: Quantum Fluids, Proc. Sussex Univ. Symp. 1965, blz. 128-135, North Holland Publ. Co., Amsterdam 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gezien is, wegens de beweging van de fluxdraad, $dB/dt \neq 0$, en is er dus een rotationeel elektrisch veld dat wervelstroompjes opwekt. Het zijn deze wervelstroompjes, welke ook door de in de normale toestand verkerende kern van iedere fluxdraad gaan, die de wrijvingskracht leveren en die in feite de eerder genoemde energiedissipatie teweegbrengen. Wordt een fluxdraad vastgehouden (door welk mechanisme dan ook), dan zal de stroom geheel buiten de normale kern ervan lopen, maar wanneer de fluxdraad zich beweegt, zal de stroom, „gecorrigeerd" door de genoemde Foucaultstromen, door de wervelkern heen gaan. In dit beeld is het dan ook zonder meer duidelijk dat de normale (of de rest-)weerstand van het materiaal bepalend is voor het weerstandsgedrag in de mengtoestand. Door verscheidene auteurs zijn deze gezichtspunten theoretisch uitgewerkt, en zij zijn er in geslaagd aansluiting te vinden bij de empirische relatie van Kim:

$$\varrho_m = \varrho B/H_{c2}. \quad \ldots\ldots \quad (28)$$

Hierin is ϱ_m de specifieke weerstand in de mengtoestand en ϱ die in de normale toestand. De inductie B is de gemiddelde inwendige magnetische veldsterkte in het preparaat, B/H_{c2} is niets anders dan de fractie van het volume dat wordt ingenomen door de normale wervelkernen.

Er is nog een interessante consequentie van deze theorie te vermelden, nl. het bestaan van een Hall-effect. Het magnetische veld in de wervelkern veroorzaakt een Hall-effect in de wervelkern. Daardoor zijn de bovengenoemde lokale kringstroompjes die de wrijvingskracht veroorzaken, door de invloed van het magneetveld een weinig gedraaid met betrekking tot het elektrische veld dat hen drijft, en wel over een hoek die van de orde van grootte moet zijn van de Hall-hoek die in het kerngebied moet gelden. Wij willen hier niet in bespreking brengen welke moeilijkheden het geven van een adequate behandeling van dit probleem nog in de weg staan. Het beeld van een draaiing van de wrijvingskracht F_t ten opzichte van $-u$ (vgl. 25) over een dergelijke hoek is echter zonder twijfel juist en leidt tot een afwijking in de fluxdrift ten opzichte van de ideale laterale beweging, dus tot een transversale spanning die alle symmetrie-eigenschappen van de Hall-spanning heeft en die men dan ook rustig de Hall-spanning van de supergeleider in de mengtoestand kan noemen [21]. Deze Hall-spanning is in dit laboratorium door Niessen en Staas [22] waargenomen, o.a. aan monsters van NbTa. Uit hun waarnemingen, zowel als uit later gepubliceerde van andere auteurs, blijkt echter wel dat een goede quantitatieve overeenstemming tussen theorie en experiment nog lang niet is bereikt.

Gezien het feit dat een normale wervelkern een zekere hoeveelheid entropie vertegenwoordigt, is te verwachten dat met de fluxbeweging ook thermische effecten zijn gelieerd. Deze zijn gevonden en men kan wel stellen dat ook supergeleiders van de tweede soort in de mengtoestand de gehele familie van thermo-galvanomagnetische effecten van de tweede orde zullen vertonen — dat zijn (behalve het Hall-effect) het Nernst-effect, het Ettingshausen-effect en het Righi-le Duc-effect.

„Harde" supergeleiders

De supergeleidende materialen die sedert enige jaren een grote technische belangstelling trekken, behoren in principe tot de groep supergeleiders van de tweede soort, maar verschillen van de hierboven besproken materialen hierin, dat tot zeer grote waarden van de sterkte van het uitwendige magneetveld — of tot zeer grote stroomsterkten — de weerstand nul blijft. Deze uitermate gunstige eigenschap is een gevolg ervan dat in dergelijke materialen de fluxdraden wèl sterk verankerd zijn, en zich in eerste instantie dus helemaal niet kunnen bewegen. Als „ankerboei" kunnen allerlei structuurfouten als dislocaties, kristalgrenzen, precipitaties van een tweede faze enz. fungeren [23]. Een kwantitatief inzicht in het gedrag van de krachten waarmee de fluxdraden worden vastgehouden, ontbreekt nog vrijwel.

Supergeleiders van de tweede soort die tot deze groep behoren, noemt men wel „harde" supergeleiders — de meeste zijn door de aanwezigheid van de vele kristalimperfecties inderdaad mechanisch hard —, of supergeleiders van de derde soort. Voorbeelden zijn NbZr en andere Nb-legeringen, alsmede de intermetallische verbinding Nb_3Sn, die gebruikt wordt voor het maken van kabels voor supergeleidende magneetspoelen. De eigenschappen van deze materialen zullen ter sprake komen in het aangehaalde artikel van A. L. Luiten [4] over supergeleidende magneten, dat binnenkort in dit tijdschrift zal verschijnen.

[22] A. K. Niessen en F. A. Staas, Physics Letters **15**, 26, 1965.
[23] Zie o.a. G. J. van Gurp en D. J. van Ooijen, J. Physique **27**, C3-51, 1966.

Samenvatting. De supergeleiding, in 1911 ontdekt door Kamerlingh Onnes en Holst, is een halve eeuw lang een verschijnsel gebleven dat niet bevredigend verklaard was en technisch niet kon worden toegepast. In het laatste decennium heeft de toestand zich in beide opzichten grondig gewijzigd. Men kan thans supergeleidende magneetspoelen construeren voor velden van 100 kilogauss, of nog meer; andere technische toepassingen zijn in overweging. Theoretisch heeft men de supergeleiding leren beschouwen als een gevolg van een „condensatie" van de geleidingselektronen in paren (Bardeen, Cooper en Schrieffer). Het condensaat verkeert in een macroscopische quantumtoestand die niet in een energetisch lagere kan overgaan. Daardoor is er geen warmteontwikkeling en geen weerstand. Laat men de temperatuur of een uitwendig magneetveld toenemen, dan verdwijnt de supergeleidende toestand op zeker ogenblik. De theorie van Landau en Ginzburg heeft duidelijk gemaakt waarom de supergeleiders ten aanzien van hun gedrag in een uitwendig magneetveld in twee groepen verdeeld moeten worden: die waarvan het inwendige veldvrij blijft, en die waarin het veld in de vorm van miljarden fluxdraden kan binnendringen als de veldsterkte een zekere waarde overschrijdt. De meeste leden van deze groep vertonen bij stroomdoorgang een zekere weerstand (supergeleiders van de tweede soort), andere doen dat niet en hebben een zeer groot stroomvoerend vermogen (derde soort). De laatstgenoemde materialen worden gebruikt voor de bouw van supergeleidende magneetspoelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Lagedruk-natriumlampen met een indiumoxidefilter

De verdere ontwikkeling van de natriumlamp heeft de laatste jaren geleid tot een aanzienlijke verhoging van het lichtrendement.

Het hogere rendement werd in hoofdzaak verkregen door verbetering van de warmte-isolatie van de lampen door warmtereflecterende filters. Het grootste gedeelte van het elektrische vermogen dat aan een natriumlamp wordt toegevoerd wordt nl. verspild als ongewenste warmtestraling van de ontladingsbuis. Dit energieverlies kan aanzienlijk worden verminderd door middel van een filter dat een grote doorlating voor natriumlicht en een groot reflexievermogen voor de warmtestraling van de ontladingsbuis bezit. Het filter wordt aangebracht als een laagje op de binnenzijde van het glazen omhulsel waarin zich de ontladingsbuis bevindt.

Men heeft geschikte filters kunnen ontwikkelen op basis van sterk gedoteerd halfgeleidend tinoxide. Sinds enkele jaren zijn natriumlampen met deze laagjes in de handel en men heeft hierbij lichtrendementen bereikt tot 150 lm/W [1] [2] [3]. De doorlating voor natriumlicht ($\lambda = 0{,}59$ μm) van glas met een dergelijke tinoxidelaag bedraagt 87-89%, wat slechts weinig minder is dan de doorlating van het glas zonder laagje (92%). Aangezien de warmtestraling van de natriumlamp vrijwel volledig in het infrarood bij golflengten groter dan 3 μm ligt, moet het filter vooral sterk reflecteren bij $\lambda > 3$ μm. Aan deze voorwaarde wordt door de tinoxidelaagjes voldaan: hun reflexievermogen neemt naar lange golven toe tot een verzadigingswaarde van 80% bij $\lambda \approx 8$ μm.

De sterke reflexie van de tinoxidelaagjes in het infrarood hangt samen met hun elektrische eigenschappen. Uit de dispersietheorie van vrije ladingdragers kan worden afgeleid dat voor een sterke reflexie in het infrarood bij golflengten > 3 μm de concentratie van de vrije ladingdragers groter dan 3×10^{20}/cm³ moet zijn. Bij de sterk gedoteerde tinoxidelaagjes kan men ladingdragersconcentraties van 6×10^{20}/cm³ bereiken. Een tweede voorwaarde voor een sterke reflexie in het infrarood, waaraan de tinoxidelaagjes eveneens voldoen, is een hoge waarde van het produkt van de effectieve elektronenmassa en de beweeglijkheid der vrije dragers; hoe groter dit produkt, des te sterker de reflexie (zie het aangehaalde artikel [2], blz. 273).

In de laatste tijd zijn onderzoekingen verricht aan halfgeleidende indiumoxidelaagjes [4], die aanleiding gaven tot het vermoeden dat deze voor de natriumlamp nog betere resultaten dan tinoxide zouden opleveren.

Indiumoxidelaagjes kunnen op soortgelijke wijze als tinoxidelaagjes worden vervaardigd. Met een verstuiver spuit men een mengsel van $InCl_3$ en een organisch oplosmiddel, zoals b.v. butylacetaat, op het hete glas. Is de temperatuur hiervan hoog genoeg, dan wordt $InCl_3$ in In_2O_3 omgezet, dat een dunne laag op de glazen drager vormt. Indiumoxidelaagjes die zonder dotering zijn opgespoten, hebben ladingdragersconcentraties van slechts ongeveer 10^{19}/cm³, wat natuurlijk niet voldoende is om de gewenste sterke reflexie in het infrarood teweeg te brengen. De ladingdragersconcentratie kan echter aanzienlijk worden opgevoerd door een dotering met tin; hiertoe voegt men $SnCl_4$ aan het spuitmengsel toe. *Fig. 1* laat zien hoe de vierkantsweerstand van de indiumoxidelaagjes door verschillende doteringen met tin wordt beïnvloed. De laagjes

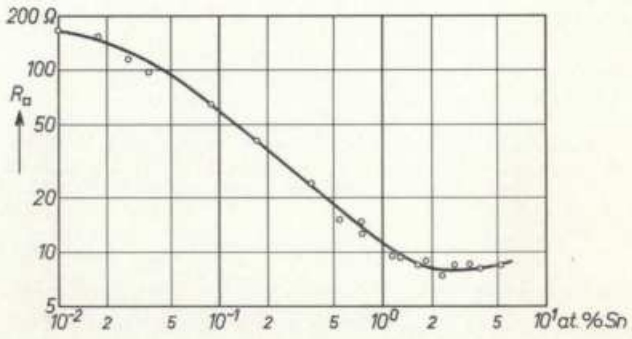

Fig. 1. Vierkantsweerstand van indiumoxidelaagjes als functie van de dotering met tin, bij kamertemperatuur. De temperatuur bij het opspuiten is $T_s = 500$ °C; de laagdikte bedraagt 0,32 μm.

waren aangebracht op gepolijste platen van borosilicaatglas. Voegt men aan het spuitmengsel een dotering van 2-3 atoomprocenten tin toe, dan vermindert men de vierkantsweerstand $R_\square$ van 170 Ω tot de zeer lage waarden van 7-8 Ω. Bij ongeveer 2,3 atoomprocenten tin heeft de weerstandscurve een vlak minimum; hierbij hebben de vrije ladingdragers een concentratie van $N = 5 \times 10^{20}$/cm³ en een beweeglijkheid van $\mu = 50$ cm²/Vs. De concentratie die men zodoende in het indiumoxide bereikt is dus bijna dezelfde als bij tinoxide ($N = 6 \times 10^{20}$/cm³), maar de beweeglijkheid is veel groter dan bij tinoxide ($\mu = 20$ cm²/Vs).

Deze resultaten deden verwachten dat het reflexievermogen van de indiumoxidelaagjes in het infrarood groter zou zijn dan dat van tinoxidelaagjes, mits de effec-

[1] M. H. A. van de Weijer, Nieuwe mogelijkheden in natriumlampen, Philips techn. T. **23**, 226-238, 1961.
[2] R. Groth en E. Kauer, Warmte-isolatie van natriumlampen, Philips techn. T. **26**, 270-276, 1964/65.
[3] H. J. J. van Boort, Electrotechniek **43**, 509, 1965.
[4] R. Groth, Phys. Stat. sol. **14**, 69, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tieve massa der vrije elektronen — die men nog niet heeft kunnen bepalen — niet veel geringer is dan bij tinoxide.

Deze verwachting werd door optische metingen bevestigd. In *fig. 2* zijn de spectrale doorlating en reflexie van een dergelijk indiumoxidelaagje uitgezet. (Ter vergelijking zijn ook de overeenkomstige krommen voor

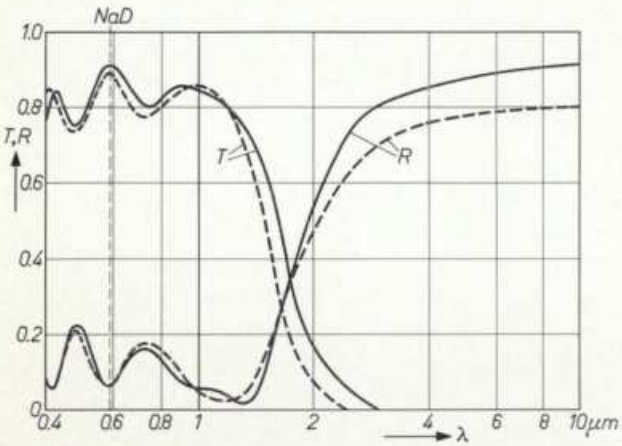

Fig. 2. Getrokken lijnen: spectrale doorlating T en reflexie R van een indiumoxidelaag. Temperatuur bij het opspuiten 500 °C; laagdikte 0,31 μm; concentratie der vrije ladingdragers 5×10^{20} cm^{-3}; beweeglijkheid der vrije dragers 50 cm^2/Vs.
Gestippelde lijnen: hetzelfde voor een tinoxidelaag. Temperatuur bij het opspuiten 460 °C; laagdikte 0,32 μm; concentratie der vrije ladingdragers 6×10^{20} cm^{-3}; beweeglijkheid van de vrije dragers 20 cm^2/Vs.

het eerder genoemde tinoxidelaagje getekend.) Aangezien de filters in het zichtbare spectrale gebied vrijwel niet absorberen, wordt de doorlating in dit gebied alleen beïnvloed door interferentieverschijnselen. We hebben de laagdikte van het indiumoxidelaagje zodanig gekozen (0,31 μm) dat bij de golflengte van de natrium-D-lijnen een maximum van de doorlating komt te liggen. De doorlating van het met deze laag bedekte glas voor de genoemde golflengte bedraagt 91 %, wat vrijwel overeenkomt met de doorlating van het glas zonder laagje (92 %). De reflexie van het filter in het infrarood is groter dan bij tinoxide en bereikt een waarde van 90 %. Met laagjes aangebracht op de binnenzijde van buizen van zacht glas werden dezelfde filtereigenschappen verkregen als op gepolijste platen van borosilicaatglas.

Als gevolg van de toegepaste spuittechniek wordt slechts 10-15 % van het in de spuitoplossing aanwezige indiummetaal nuttig gebruikt voor de vorming van de indiumoxidelaag op het glazen omhulsel. Aangezien indium duurder is dan tin, is het noodzakelijk het verlies aan indium te verminderen. Het is mogelijk gebleken een groot gedeelte van de dampen die het overtollige indium bevatten en die de spuitoven aan de zijde tegenover de verstuiver verlaten, op te lossen in een wervelafscheider. Na concentratie van de oplossing in deze afscheider kan het indiummetaal langs normale chemische weg terug worden gewonnen.

Bij in de handel zijnde lagedruk-natriumlampen van het type SOX vindt de ontlading plaats in een U-vormig gebogen buis. Deze ontladingsbuis is in een cilindrische uitwendige vacuümbuis ingesmolten. Door aanbrengen van een tinoxidelaag op de binnenwand van deze buitenste buis heeft men een lichtrendement van 150 lm/W verkregen bij een belasting van de lamp van 200 W. Brengt men nu bij dit lamptype in plaats van de SnO_2-laag een In_2O_3-laag van geschikte dikte aan, dan krijgt men een lichtrendement van 175 lm/W bij een belasting van 180 W. In *tabel I* is het lichtrendement van verschillende SOX-lampen met In_2O_3-laag vermeld, met daarnaast ter vergelijking de waarden voor de overeenkomstige lampen met SnO_2-laag. Algemeen kan worden gesteld dat de In_2O_3-laag ten opzichte van de SnO_2-laag een verbetering van ongeveer 15 % in het lichtrendement oplevert, zonder verandering van de lumenopbrengst, de afmetingen van de lamp en de stroomsterkte. De superioriteit in lichtrendement van de lagedruk-natriumlamp ten opzichte van andere soorten gasontladingslampen is als gevolg van deze verbetering nog aanzienlijk vergroot.

Tabel I. Enkele lampen uit de SOX reeks.

SOX met SnO_2-laagje		SOX met In_2O_3-laagje	
100 W	125 lm/W	90 W	138 lm/W
150	137	135	157
200	150	180	175

Het is bekend dat het besluit om tot een installatie met natriumlampen over te gaan gewoonlijk wordt genomen met het oog op de eis, de kosten van het elektriciteitsverbruik laag te houden. De verdere vermindering van het energieverbruik met 15 %, die door de verbetering van de thermische isolatie mogelijk is geworden, zal dus een belangrijke factor ten gunste van de toepassing van deze lichtbron zijn.

H. J. J. van Boort
R. Groth

Drs. H. J. J. van Boort, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Licht, Ontwikkelingslaboratorium Turnhout (België); dr. R. Groth, medewerker van het laboratorium Aken van Philips Zentrallaboratorium GmbH.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het toepassen van digitale bouwstenen in industriële apparatuur

C. Slofstra

In digitale apparatuur komen veelvuldig bepaalde typen schakelingen voor, zoals telschakelingen, decodeerschakelingen, schuifregisters, enz. Het onderstaande artikel beschrijft hoe enkele van deze veel voorkomende schakelingen kunnen worden gerealiseerd met de digitale bouwstenen die eerder in dit tijdschrift zijn beschreven. Daartoe worden de schakelingen zelf, die in artikelen over digitale technieken gewoonlijk als „blokjes" optreden waarvan de niet-ingewijde slechts de functie doch niet de inhoud behoeft te kennen, ook enigszins in detail besproken. Als voorbeeld van een toepassing van de genoemde bouwstenen in industriële apparatuur behandelt het artikel een apparaat waarmee bij de fabricage van golfkarton de lengte van de afgesneden platen karton wordt gemeten.

Met digitale bouwstenen — elementen waarin zich complete digitale basisschakelingen bevinden — kunnen op eenvoudige wijze gecompliceerde schakelingen worden gemaakt. De bouwstenen, die in de handel verkrijgbaar zijn in reeksen die onder meer wipschakelingen en logicaschakelingen bevatten, hebben de vorm van kleine blokjes met aansluitpennen (*fig. 1*). In een vorig artikel [1], dat hieronder zal worden aangehaald als I, zijn de voordelen van een dergelijke reeks behandeld en zijn de verschillende typen bouwstenen beschreven die door de N.V. Philips in de handel worden gebracht; in dit artikel willen we aandacht besteden aan het toepassen ervan.

Voor de verschillende toepassingsgebieden worden aan de bouwstenen verschillende eisen gesteld. Zo zal men b.v. voor rekenmachineschakelingen bouwstenen met een grote snelheid, een klein volume en een geringe dissipatie verlangen. Voor gebruik in industriële apparaten is vooral een geringe gevoeligheid voor elektrische storingen van belang. De kleinere snelheid en de hogere dissipatie waarmee men dan genoegen moet nemen, zijn voor dit toepassingsgebied geen bezwaar.

We zullen ons hier bepalen tot de industriële toepassingen van bouwstenen en gaan daartoe uit van de reeks bouwstenen die bij de N.V. Philips hiervoor is ontworpen, de zg. 10-reeks. Na een kort overzicht van deze reeks wordt eerst een aantal veel voorkomende schakelingen zoals logicaschakelingen, telschakelingen, schuifregisters, enz. besproken die door combinatie van verschillende bouwstenen kunnen worden gemaakt; daarna zal een compleet apparaat worden beschreven dat zulke schakelingen bevat.

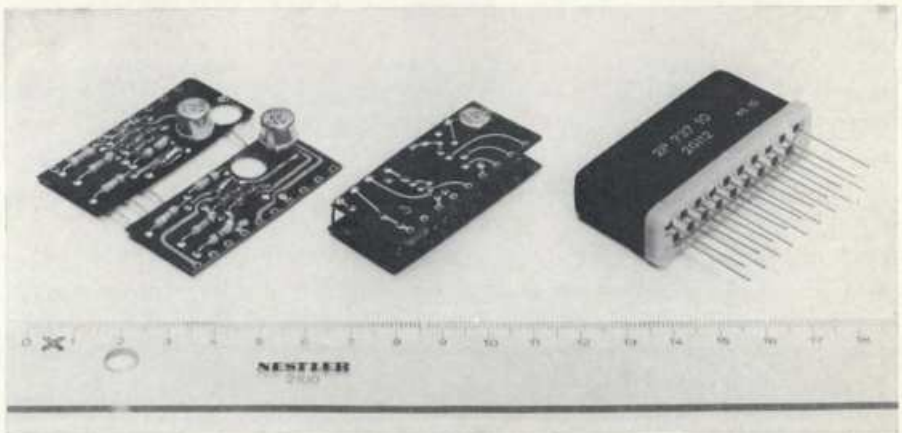

Fig. 1. Een bouwsteen van de 10-reeks, bevattende twee logicaschakelingen. De schakelingen zijn aangebracht op paneeltjes met gedrukte bedrading, die in een metalen huis worden gemonteerd.

Kort overzicht van de 10-reeks

1) Logica-elementen. De logicaschakelingen die hiermee worden samengesteld, hebben als basis het kiezen tussen twee alternatieven, voorgesteld door een laag en een hoog spanningsniveau aan de uitgang. Bepalend is hierbij het al of niet aanwezig zijn van een bepaalde combinatie van ingangsspanningen. De GI-bouwste-

Ir. C. Slofstra, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Elcoma (Electronic Components and Materials), Eindhoven.

[1] E. J. van Barneveld, Digitale bouwstenen, Philips techn. T. **28**, 48-61, 1967 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nen (typenummers 2.GI 10, 2.GI 11 en 2.GI 12) bevatten twee logicaschakelingen, elk bestaande uit een EN-schakeling voor positieve logica (zie hieronder) gevolgd door een omkeerversterker (type-aanduiding GI naar de Engelse term gate inverter). De nummers 10, 11 en 12 duiden op een verschillend aantal ingangen. De GA-bouwstenen (GA 10 en GA 11) bevatten een EN-schakeling voor positieve logica, gevolgd door een niet-inverterende versterker (GA, gate amplifier). Deze versterker is veel zwaarder belastbaar dan de omkeerversterker in de GI-bouwstenen.

2) Bistabiele elementen. De bouwstenen FF 10, FF 11 en FF 12 (FF, flip-flop) bevatten een wipschakeling; bij de FF 11 en de FF 12 zijn bovendien aan de ingangen van de wipschakeling impulspoorten aangebracht.

3) Impulspoorten. De bouwstenen 2.TG 13, 2.TG 14 en 4.TG 15 bevatten resp. 2, 2 en 4 impulspoorten (TG, trigger gate).

4) Vertragende elementen. Tot dit type behoren de OS 10 (one-shot multivibrator), de TU 10 (timer unit) en de PD 10 (pulse driver). Ze verschillen in uitgangsvermogen en bereikbare tijdvertraging. De ingangsketen van alle genoemde vertragende schakelingen bestaat uit een impulspoort.

5) Niveau- en flanksteilheidshersteller. Voor dit doel werd de PS 10 (pulse shaper) ontwikkeld. Deze bouwsteen bevat een Schmitt-trekker gevolgd door een omkeerversterker.

6) Versterkers. Hiertoe behoren de RD 10 (relay driver) en de PA 10 (power amplifier). Eerstgenoemde dient voor het voeden van kleine relais en lampjes, de tweede is geschikt voor het schakelen van grotere vermogens.

7) Cijferbuissturing. Hiervoor dient de ID 10 (indicator-tube driver), deze bevat behalve een decodeerschakeling (van de binaire 8-4-2-1-code naar de decimale code) een tiental schakeltransistors om het gewenste cijfer van de indicatiebuis te doen oplichten.

Verder omvat de reeks een aantal in- en uitgangselementen en verschillende voedingsapparaten. Om het monteren te vereenvoudigen, is gestandaardiseerd montagemateriaal verkrijgbaar, zoals panelen met gedrukte bedrading, contactblokken en kasten.

In tekeningen wordt als symbool voor alle bouwstenen een rechthoekje gebruikt waarin het typenummer is vermeld (zie b.v. *fig. 2c*). De in- en uitgangen worden aangegeven met hun lettercode en met nummers die corresponderen met de nummers van de aansluitpennen. Deze symbolen zijn in de vorm van plakplaatjes beschikbaar, zodat snel en eenvoudig schema's kunnen worden gemaakt die zowel voor de ontwerper als voor de monteur duidelijk zijn.

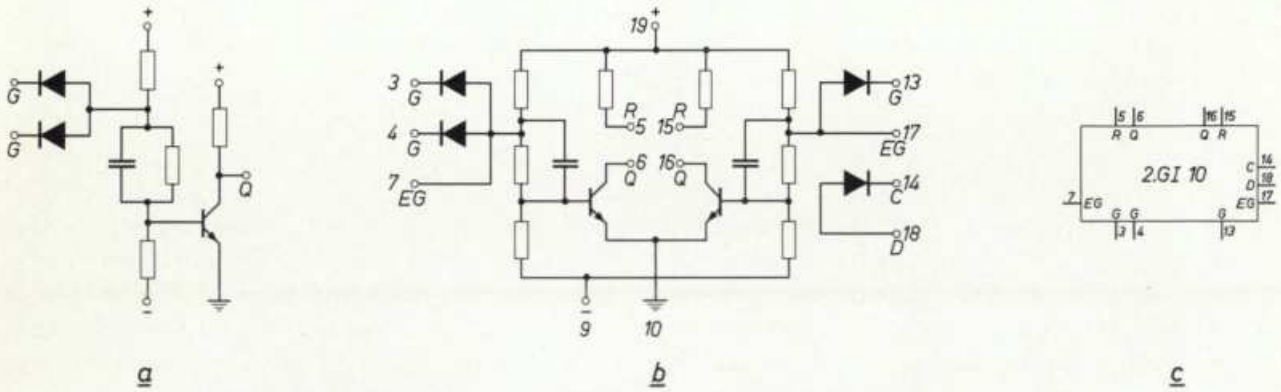

Fig. 2. *a*) De logicaschakeling van de GI-bouwstenen. *G* ingangen, *Q* uitgang.
b) De schakeling van de bouwsteen 2.GI 10. *EG* punten waaraan door het toevoegen van diodes (b.v. de diode tussen *C* en *D*) het aantal ingangen kan worden uitgebreid. (Voor normale werking moeten de punten *5* en *6* resp. *15* en *16* uitwendig worden kortgesloten.)
c) Het symbool voor deze bouwsteen. De nummers bij de uitgangen corresponderen met de nummers van de aansluitdraden.

Het toepassen van de logica-bouwstenen

Als logicaschakeling is in de GI-bouwstenen de schakeling van fig. 2*a* toegepast. Indien op beide ingangen *G* de hoge spanning staat (niveau H), heeft de uitgang *Q* de lage spanning (niveau L). In de desbetreffende bouwstenen zijn twee van deze schakelingen gecombineerd (fig. 2*b*), de linker met twee ingangen en de rechter met één. Door een losse diode, die in de bouwsteen is opgenomen, te verbinden aan een van de punten *EG*, kunnen we aan een van beide schakelingen nog een ingang toevoegen.

Tabel I is de zg. waarheidstabel voor de schakeling van fig. 2*a*; deze tabel geeft voor alle mogelijke combinaties van ingangsniveaus het uitgangsniveau aan. Voor de wiskundige behandeling van logische operaties met behulp van de Boole-algebra worden de twee toestanden van een systeem aangegeven met „0" en „1"; deze toestanden kunnen op de volgende twee manieren

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Waarheidstabel voor de schakeling van fig. 2*a*.

Algemeen		Positieve logica		Negatieve logica	
ingangen	uitgang	ingangen	uitgang	ingangen	uitgang
H H	L	„1" „1"	„0"	„0" „0"	„1"
H L	H	„1" „0"	„1"	„0" „1"	„0"
L H	H	„0" „1"	„1"	„1" „0"	„0"
L L	H	„0" „0"	„1"	„1" „1"	„0"

worden gekoppeld aan de spanningsniveaus van de schakeling. Bij de zg. *positieve logica* behoort toestand „1" bij niveau H; uit tabel I volgt nu dat de schakeling van fig. 2*a* een zg. NAND-functie vertegenwoordigt. Bij de *negatieve logica* behoort toestand „1" bij niveau L, en vertegenwoordigt de schakeling een NOR-functie. De term NAND is een samentrekking van de Engelse termen NOT en AND voor resp. de NIET- en de EN-functie. Analoog is NOR samengetrokken uit NOT en OR voor NIET- en OF-functie. We zullen de betekenis van deze functies hier even in het kort aangeven. De EN-functie $Z = A.B$ is „1" als A èn B „1" zijn, en „0" in alle andere gevallen; de NIET-functie $Z = \bar{A}$ geeft een inversie (verwisseling van „0" en „1"), de NAND-functie $Z = \overline{A.B}$ is dus „0" als A èn B „1" zijn, en „1" in de andere gevallen. Nemen we voor Z de toestand aan de uitgang van de schakeling en voor A en B de toestanden aan de ingangen, dan zien we dat deze functie wordt weergegeven door het middelste gedeelte van tabel I. De OF-functie $Z = A + B$ is „1" als A òf B (òf beide) „1" zijn; de NOR-functie is in deze gevallen dus „0", en is „1" als A èn B „0" zijn. We zien dat dit wordt weergegeven door het rechterdeel van tabel I.

Algemeen geldt dat bij de overgang van de ene soort logica naar de andere een EN-schakeling zal overgaan in een OF-schakeling en omgekeerd. Om dus in een schakeling te kunnen spreken over EN, OF, NOR of NAND, is het noodzakelijk vooraf een keuze te doen over de toe te passen logica. We kiezen hier de positieve logica; de GI-schakeling van de 10-reeks is dan de realisatie van een NAND-functie.

In *fig. 3* is aangegeven hoe we met NAND-schakelingen de drie logische functies EN, OF en NIET kunnen realiseren. In deze figuur is het symbool voor de NAND-schakeling gebruikt dat reeds in I is geïntroduceerd; het cirkeltje aan de uitgang geeft aan dat de schakeling inverteert. Met de waarheidstabel voor positieve logica uit tabel I is fig. 3 eenvoudig te verifiëren, indien we ons realiseren dat een niet-aangesloten ingang zich gedraagt alsof de hoge spanning (niveau „1") erop staat. Het is op deze wijze mogelijk elke logische functie die met een formule uit de Boole-algebra beschreven kan worden, te realiseren met de GI-bouwstenen.

De GA-bouwstenen hebben behalve de reeds vermelde grotere belastbaarheid nog het voordeel dat de grenzen waartussen het lage niveau aan de ingang mag liggen, veel ruimer zijn dan bij de GI-bouwstenen (0 tot 1½ V, tegen 0 tot 0,3 V bij de GI's). Hierdoor zijn de GA-bouwstenen zeer geschikt als uitgangstrap van een complexe logicaschakeling waarvan alleen de uitgang wordt belast (b.v. *fig. 4*). Deze schakeling wordt

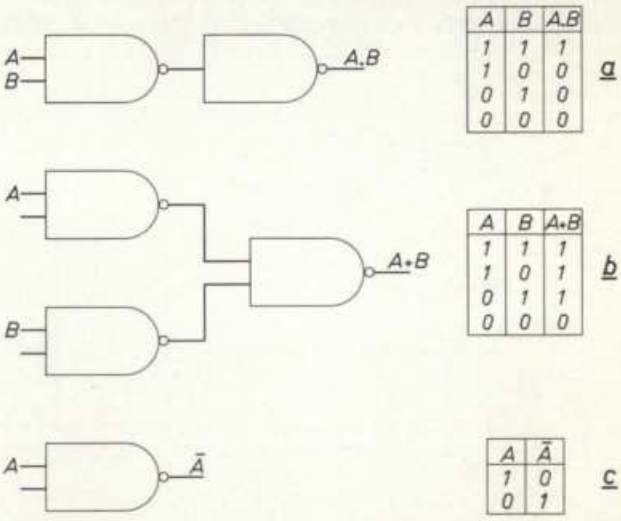

Fig. 3. De logische basisfuncties gerealiseerd met NAND-schakelingen. *a*) De EN-functie $A.B$. *b*) De OF-functie $A + B$. *c*) De NIET-functie $\bar{A}$. Bij elke functie is de waarheidstabel gegeven.

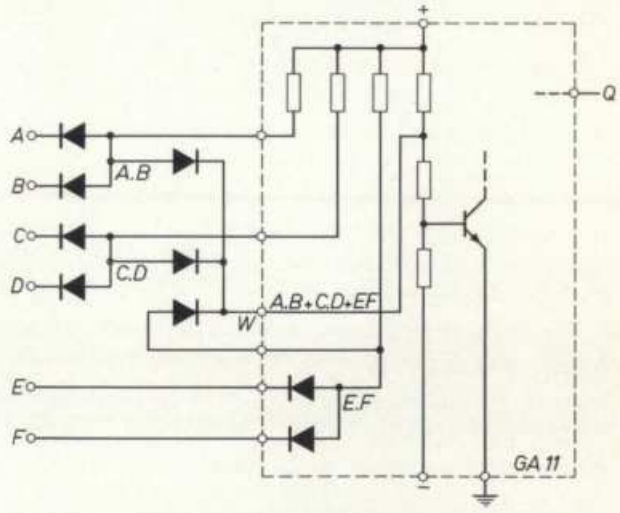

Fig. 4. De realisatie van de complexe EN-OF-functie $A.B + C.D + E.F$ met diodes en een GA 11-bouwsteen. De logicaschakeling is deels opgebouwd met uitwendige diodes en deels met diodes en weerstanden die in de bouwsteen zijn opgenomen. Als uitgangstrap wordt de versterker van de GA 11 gebruikt. De logicaschakeling wordt daartoe aangesloten op de ingang W van deze versterker; aan de uitgang Q kan een grote belasting worden aangebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan met diodes en weerstanden samengesteld en aangesloten op de ingang van de GA. Door de spanningsval over de diodes van deze schakeling zal op het lage niveau de ingangsspanning hoger kunnen zijn dan 0,3 V; zolang deze spanning de waarde 1,5 V niet overschrijdt, geeft de GA-bouwsteen dan toch het goede uitgangssignaal.

Het toepassen van de bistabiele bouwstenen

De bistabiele elementen van de 10-reeks zijn reeds eerder uitvoerig beschreven (wipschakeling en impulspoort, zie I). We zullen daarom hier alleen het schema en een korte bespreking geven van de meest toegepaste bouwsteen FF 12 (*fig. 5a*), een wipschakeling met impulspoorten. De wipschakeling bestaat uit twee rondgekoppelde NAND-schakelingen met transistors Tr_1 en Tr_2 en uitgangen Q_1 en Q_2. Deze wipschakeling kan in een van beide mogelijke toestanden worden gebracht door een van de *S*-ingangen (*S* van „set") op het lage niveau te brengen. Maakt men b.v. de spanning op S_1 laag, dan wordt de stroom door Tr_1 nul, Q_1 wordt hoog en Q_2 dus laag. De toestand is dan Q_1 = „1". Aan elke zijde van de schakeling is op de basis van de transistor (W_1 en W_2) een impulspoort aangesloten. Hiermee kan men de wipschakeling in een bepaalde toestand brengen als aan een zekere voorwaarde is voldaan. Als b.v. op de voorwaarde-ingang G_1 de hoge spanning staat, zal een sprongvormige spanningsdaling op de trekkeringang T_1 tot gevolg hebben dat de stroom door Tr_1 stopt zodat de toestand Q_1 = „1" ontstaat. Als G_1 op het lage niveau is, heeft een spanningssprong op T_1 geen invloed en blijft de stand van de wipschakeling ongewijzigd. Een impulspoort is dus „geopend" als G = „1", en „gesloten" als G = „0". Bij een wipschakeling met impulspoorten kan men b.v. de beide trekkeringangen vast verbinden aan een klokimpulsbron; de spanningen aan de voorwaarde-ingangen, die b.v. worden ontleend aan logicaschakelingen, bepalen dan steeds in welke stand de schakeling gaat staan.

De ingangen *ES*, *EG* en *ET* van de bouwsteen FF 12 zijn aangebracht om met uitwendige diodes het aantal *S*-, *G*- en *T*-ingangen te kunnen vergroten. De bouwsteen FF 11 is gelijk aan de FF 12 maar zonder de *S*-ingangen; de bouwsteen FF 10 bevat alleen de wipschakeling, zonder impulspoorten.

In fig. 5*b* is het symbool gegeven dat voor de FF 12 wordt gebruikt. Hierop zijn weer alle in- en uitgangen aangegeven met de nummers van de aansluitpennen. We zullen om de figuren in dit artikel niet te gecompliceerd te maken, hierna steeds alleen die ingangen te-

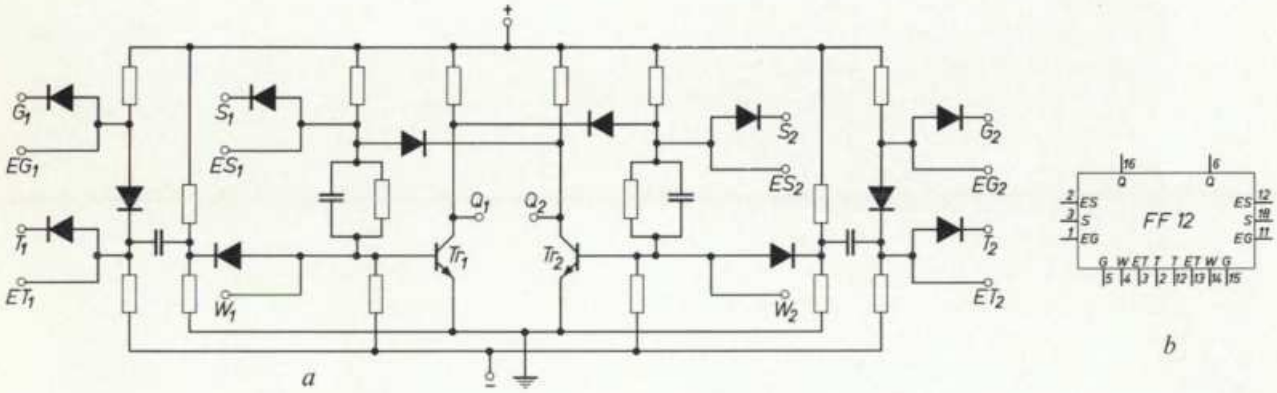

Fig. 5. *a*) De bistabiele wipschakeling met impulspoorten, die is gemonteerd in de bouwsteen FF 12. *b*) Het symbool voor deze bouwsteen.

kenen die in de betreffende schakeling worden gebruikt, de twee delen van een wipschakeling onderscheiden we dan met index 1 en 2.

Telschakelingen

Met de bouwsteen FF 12 kan men op eenvoudige wijze een deelschakeling met factor twee, een zg. tweedeler maken; hiervoor worden de uitgangen Q_1 en Q_2 kruiselings verbonden met de voorwaarde-ingangen G_2 en G_1 en worden de trekkeringangen T_1 en T_2 met elkaar verbonden (*fig. 6a*). Stellen we dat Q_1 op het „0"-niveau is (en dus Q_2 = „1"), dan zal de linker transistor geleiden, de rechter transistor niet. Door de gemaakte verbindingen is voorwaarde-ingang G_1 op het „1"-niveau en G_2 op het „0"-niveau, zodat de linker impulspoort is geopend en de rechter impuls-

[2] De wipschakeling reageert alleen op een sprongvormige spanningsdaling van het hoge naar het lage niveau, dus op de neergaande flank van een impuls; de opgaande flank heeft geen invloed. Eenvoudigheidshalve zullen we dit niet steeds preciseren, maar meestal spreken van een impuls die de wipschakeling doet omslaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

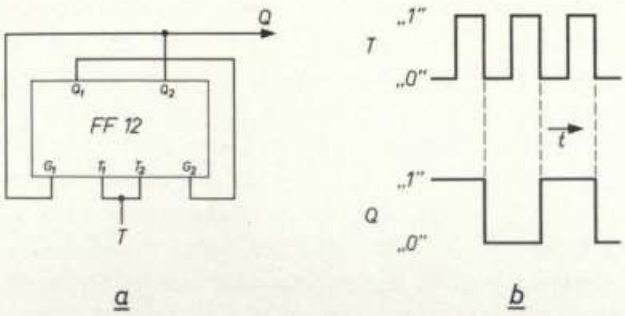

Fig. 6. *a*) De FF 12 geschakeld als tweedeler. Indien aan punt T een serie impulsen wordt toegevoerd, verschijnt op de uitgang Q een serie impulsen met tweemaal zo grote periode. *b*) Diagram van het spanningsverloop aan de punten T en Q.

poort gesloten. Een spanningssprong van hoog naar laag op de gemeenschappelijke trekkeringang T zal nu wel effect hebben op de linker impulspoort, doch niet op de rechter. Bijgevolg zal de stroom door de linker transistor nul worden, Q_1 komt op het „1"-niveau en Q_2 op het „0"-niveau, zodat de wipschakeling in de andere stabiele toestand is overgegaan. Nu is de linker impulspoort gesloten en de rechter geopend, zodat bij de volgende impuls [2] de wipschakeling weer omslaat naar de oorspronkelijke stand. Twee impulsen op de ingang T geven dus één complete impuls op de uitgang Q (fig. 6*b*), de schakeling deelt het aantal binnenkomende impulsen door twee.

Door n van deze tweedelers in serie te plaatsen, ontstaat een schakeling die door 2^n deelt; *fig. 7* geeft een dergelijke schakeling voor $n = 4$. Uit deze schakeling kan met enkele kleine ingrepen een decadetelschakeling worden afgeleid (*fig. 8*). Er wordt een diode aangebracht tussen de uitgang Q_1 van D en de EG_2-ingang van B, bovendien worden de T-ingangen van de laatste tweedeler afzonderlijk aangesloten. Beschouwen we de uitgangsspanningen van de tweedelers D, C, B en A, dan zien we dat indien impulsen aan de ingang I worden toegevoerd, achtereenvolgens de situaties optreden die in *tabel II* zijn gegeven (zie ook fig. 8*b*; de reden voor het omdraaien van de volgorde zal hieronder blijken). Het proces zal tot en met de achtste ingangsimpuls identiek verlopen met dat van een 16-deler. Immers, de uitgang Q_1 van D is in deze faze steeds „1", zodat de hierop aangesloten rechter impuls-

Tabel II. De toestanden die de vier tweedelers D, C, B en A van de decadeteller van fig. 8 doorlopen indien impulsen aan de ingang worden toegevoerd. Vet gedrukt zijn de toestanden die voor het decoderen van belang zijn.

	D	C	B	A
beginstand	**0**	**0**	**0**	**0**
na 1 impuls	**0**	**0**	**0**	**1**
na 2 impulsen	0	**0**	**1**	**0**
na 3 impulsen	0	**0**	**1**	**1**
na 4 impulsen	0	**1**	**0**	**0**
na 5 impulsen	0	**1**	**0**	**1**
na 6 impulsen	0	**1**	**1**	**0**
na 7 impulsen	0	**1**	**1**	**1**
na 8 impulsen	**1**	0	0	**0**
na 9 impulsen	**1**	0	0	**1**

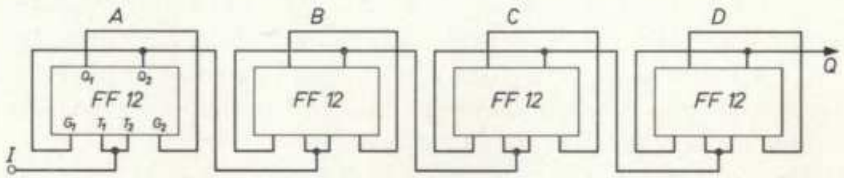

Fig. 7. Schema van een 16-deler samengesteld met vier bouwstenen FF 12.

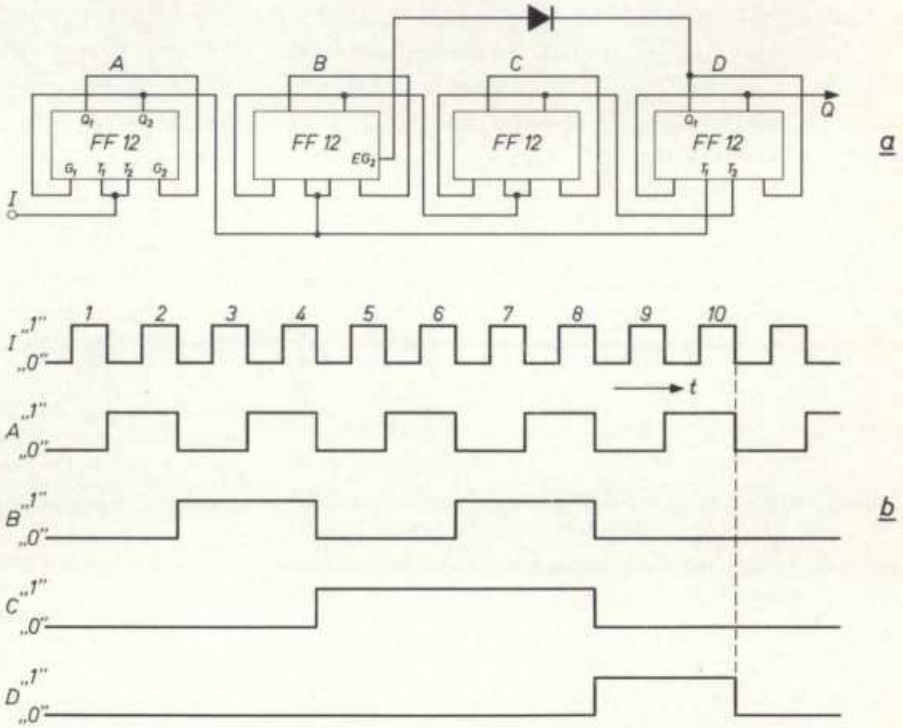

Fig. 8. *a*) Schema van een decadetelschakeling, afgeleid van de 16-deler van fig. 7 door toevoeging van een terugkoppeldiode. *b*) Diagram van het spanningsverloop aan de ingang I van de schakeling, en aan de uitgangen van de vier trappen A, B, C en D. Per tien ingangsimpulsen verschijnt op de uitgang van D één impuls, die kan worden toegevoerd aan een volgende decadetelschakeling.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

poort van B normaal geopend blijft. Ook zullen de impulsen afkomstig van de uitgang Q_2 van A geen effect hebben op de linker transistor van D aangezien deze nog geen stroom voert (Q_1 van D is tot dat tijdstip „1"). Na de achtste ingangsimpuls is de situatie veranderd. D is omgeslagen, van deze bouwsteen is Q_1 in toestand „0" en Q_2 in toestand „1" gekomen, zodat de linker impulspoort is geopend. Voorts is de rechter impulspoort van B gesloten, want de EG_2-ingang ligt op het „0" niveau; een impuls op de T-ingang kan deze schakeling dus niet meer doen omslaan. De negende ingangsimpuls doet normaal de tweedeler A omslaan, waarbij zijn uitgang Q_2 van „0" naar „1" gaat en er verder nog niets gebeurt. Bij de tiende impuls gaat Q_2 van A weer van „1" naar „0"; door de veranderde situatie van B en D slaat nu B niet om, maar blijft in toestand „0", terwijl D omslaat en daardoor ook „0" wordt. Het resultaat is dat na de tiende impuls de beginstand weer is bereikt. We kunnen de schakeling dus opvatten als een decimale telschakeling. Kennen we aan de stand D = „1" de waarde 8 toe, aan C = „1" de waarde 4 en op dezelfde wijze aan B en A de waarden 2 en 1, dan werkt deze telschakeling volgens de 8-4-2-1-code; de toestanden van de tweedelers geven dus in de volgorde waarin ze in tabel II zijn gegeven op de gebruikelijke binaire wijze het aantal getelde impulsen aan. De spanningsdaling die op de uitgang Q_2 van D optreedt na de tiende ingangsimpuls, kan worden gebruikt om een volgende telschakeling te sturen die dan de tientallen gaat tellen. Op deze wijze, door een aantal decadetelschakelingen in serie te plaatsen, ontstaat een binair gecodeerde decimale telschakeling (BCD-teller naar het Engelse binary coded decimal).

Het decoderen van telschakelingen

Om de stand van een decadetelschakeling als in fig. 8 zichtbaar te kunnen maken, b.v. met lampjes of met een cijferindicatiebuis, maakt men meestal gebruik van een decodeerschakeling bestaande uit tien EN-schakelingen. Men kan hiervoor volstaan met eenvoudige schakelingen met weerstanden en diodes (zie b.v. I, fig. 7*a*). Bij de stand 0 van de teller bevinden zich de uitgangen Q_2 van alle wipschakelingen (fig. 8) op het „0"-niveau, en dus de uitgangen Q_1 op het „1"-niveau; sluiten we de laatstgenoemde uitgangen aan op een EN-schakeling, dan is de uitgang van deze poort dus alleen „1" indien de teller in stand 0 staat. Om stand 1 van de telschakeling te kunnen decoderen sluiten we op een EN-schakeling aan: de uitgang Q_2 van A en de uitgangen Q_1 van B, C en D; deze zijn als de telschakeling in stand 1 staat alle in toestand „1".

Er is niet voor elke stand van de telschakeling een EN-schakeling met vier ingangen nodig. Beschouwen we in tabel II de toestanden van de wipschakelingen in de tien standen van de telschakeling, dan zien we dat alleen bij stand 8 en 9 de uitgang Q_2 van D op het „1"-niveau is, in de overige standen is deze uitgang op het „0"-niveau. De standen 8 en 9 verschillen onderling alleen in het niveau van A, zodat voor deze standen slechts EN-poorten met twee ingangen nodig zijn. Voor de standen 0 en 1 zijn vier ingangen nodig, voor de overige standen kan men volstaan met drie ingangen. In totaal zijn 30 ingangen nodig. In tabel II zijn de toestanden van de tweedelers die gebruikt moeten worden voor het decoderen vet gedrukt.

Fig. 9 geeft een mogelijke praktische uitvoering van deze decodeerschakeling. De verticale draden zijn verbonden met de uitgangen van de tweedelers, op de horizontale draden kan men via transistors een cijferindicatiebuis aansluiten die dan op elk moment de stand van de teller aangeeft. In de bouwsteen ID 10 is een ingewikkelder schakeling toegepast, die we hier niet zullen behandelen; in de bouwsteen zijn tevens tien stuurtransistors gemonteerd. Door deze compacte bouw is het mogelijk om op één standaardpaneel met gedrukte bedrading twee decadetellers met cijferbuissturing te monteren (een dergelijk paneel is als voorbeeld gebruikt in I, fig. 2).

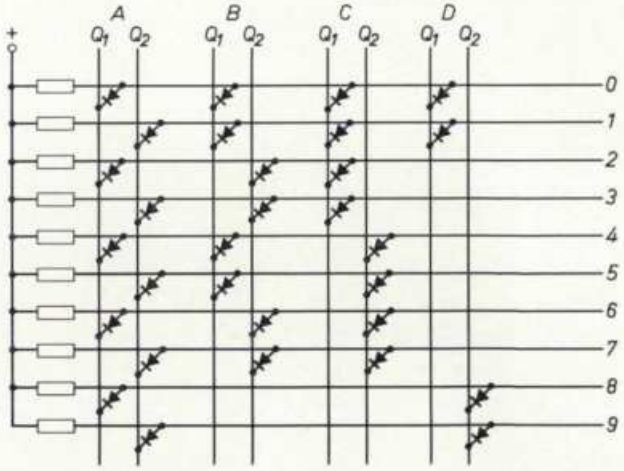

Fig. 9. Schakeling voor het decoderen van de stand van een decadeteller met vier tweedelers A, B, C en D. De uitgangen Q_1 en Q_2 van A, B, C en D worden op de verticale draden aangesloten; een horizontale draad komt op de hoge spanning als de teller het overeenkomstige getal aanwijst.

Voorinstelling van tellers

In veel gevallen wil men dat een teller een signaal afgeeft als een bepaalde stand is bereikt die tevoren is ingesteld. Hiervoor kunnen de zg. duimwielschakelaars worden gebruikt (*fig. 10*); het instellen van het getal gebeurt hierbij door het verdraaien van een wieltje. *Fig. 11* toont het schema van de duimwielschakelaar;

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

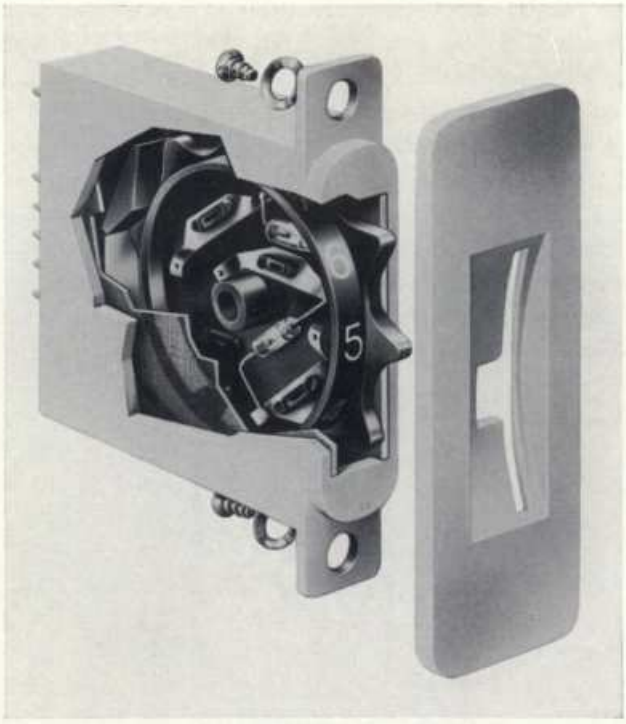

Fig. 10. Opengewerkte tekening van een duimwielschakelaar. Aangesloten op een decadeteller geeft deze schakelaar een signaal zodra de teller de waarde aanwijst die met het wieltje is ingesteld. In het wieltje ziet men de diodes van de EN-schakeling, en de sleepcontacten die via codeschijfjes aan de binnenzijde van het huis de verbindingen met de teller maken. (Afmetingen 12,7 × 65 × 57 mm.)

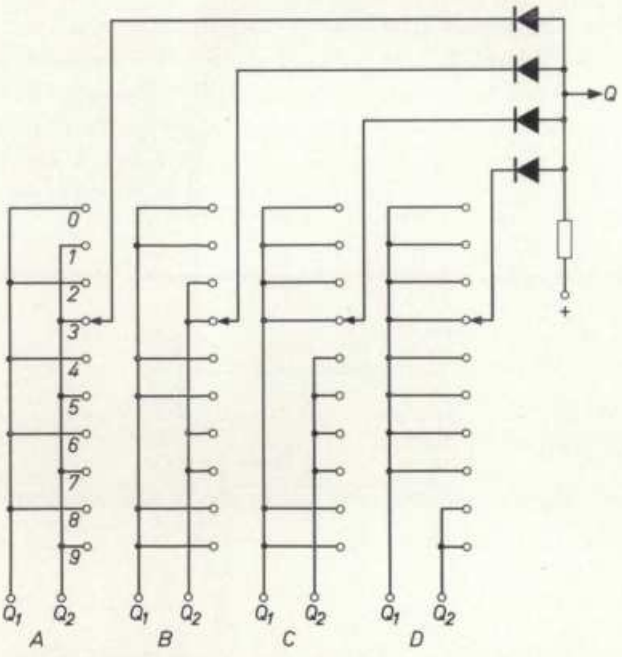

Fig. 11. Schema van de duimwielschakelaar. De vier ingangen van een EN-schakeling zijn via vier sleepcontacten verbonden met de uitgangen Q_1 en Q_2 van de wipschakelingen A, B, C en D van een teller. De uitgang Q komt op het „1"-niveau zodra de teller de ingestelde stand bereikt.

de ingangen van een EN-schakeling worden via glijcontacten verbonden met de vier wipschakelingen van de teller, en wel zodanig dat bij elke stand van de glijcontacten de vier ingangsniveaus „1" zijn als de teller de stand inneemt die correspondeert met de stand van de glijcontacten. De uitgang Q is dan op het „1"-niveau. De aansluitingen aan A, B, C en D volgen uiteraard weer hetzelfde patroon als in fig. 9. Bij een decimale teller met een capaciteit 10^n, die dus uit n decadetellers bestaat, worden n duimwielschakelaars gebruikt. De EN-schakelingen van deze schakelaars kan men dan combineren tot één EN-schakeling met $4n$ ingangen, die dus alleen reageert als alle decadetellers de ingestelde stand hebben bereikt.

In sommige gevallen, met name in de numerieke besturing, is het gewenst de voorinstelling dikwijls en snel te wijzigen; het is daarbij ondoenlijk om duimwielschakelaars toe te passen. Het gewenste getal wordt dan in een geheugenregister geplaatst dat uit een zelfde aantal wipschakelingen bestaat als de teller. Met behulp van een logicaschakeling wordt dan bepaald of het vooringestelde getal door de teller bereikt is.

Schuifregisters

Een schakeling die veel wordt toegepast is het schuifregister. Dit bestaat uit een serie wipschakelingen die zodanig zijn verbonden dat, als op een bepaalde ingang een impuls verschijnt, de stand van elke wipschakeling wordt doorgegeven aan de volgende in de serie, zodat de informatie-inhoud van het register een plaats opschuift. *Fig. 12* toont een schuifregister samengesteld met bouwstenen FF 12. De T-ingangen van alle wipschakelingen zijn hierbij parallel geschakeld en de uitgangen van elke wipschakeling zijn doorverbonden met de G-ingangen van de volgende in de serie. De werking is eenvoudig als volgt te verklaren.

Stel dat wipschakeling A in de stand staat waarin Q_1 op het „1"-niveau is en dus Q_2 op het „0"-niveau. Van B is nu G_1 eveneens op het „1"-niveau en G_2 op het „0"-niveau, zodat van B de bovenste impulspoort is geopend en de onderste gesloten. Indien nu een impuls verschijnt op de trekkeringang, zal, ongeacht de

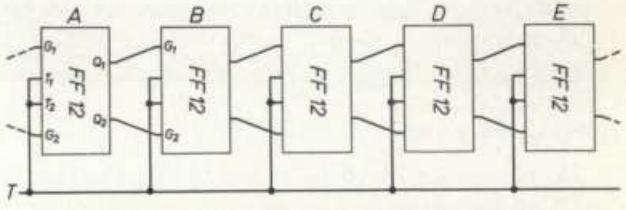

Fig. 12. Een schuifregister samengesteld met bouwstenen FF 12. De uitgangen Q_1 en Q_2 van elke bouwsteen zijn doorverbonden met de voorwaarde-ingangen G_1 en G_2 van de volgende wipschakeling. Indien een impuls verschijnt op de gezamenlijke trekkeringang T, zal B de stand van A innemen, C de stand van B enz., zodat de inhoud van het register een plaats naar rechts schuift.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

oude stand van B, de stroom door de bovenste transistor van B worden geblokkeerd, zodat Q_1 op het „1"-niveau komt, en dus Q_2 op het „0"-niveau. Hiermee heeft B de stand van A overgenomen; op deze wijze wordt de stand van elke wipschakeling doorgegeven aan de wipschakeling die rechts ervan in de serie is geplaatst.

Zodra een wipschakeling omslaat, veranderen ook de spanningen op de voorwaarde-ingangen van de volgende wipschakeling. Deze mag echter nog niet op deze nieuwe waarden reageren, maar moet de oude stand van de eerstgenoemde wipschakeling overnemen. Er moet dus in elke impulspoort een geheugenwerking optreden die de oude spanningen vasthoudt totdat de wipschakeling is omgeslagen. Hiertoe dient de condensator in de impulspoort (zichtbaar in fig. 5), die ervoor zorgt dat de impulspoort een bepaalde insteltijd heeft (zie ook I, blz. 58).

Een schuifregister kan nog worden gemodificeerd door de uitgangen van de laatste wipschakeling te verbinden met de voorwaarde-ingangen van de eerste. Dan ontstaat een register waarin de informatie rondloopt. Uiteraard kan men ook een aantal schuifregisters parallel plaatsen en met dezelfde trekkerimpulsen sturen; met vier rijen wipschakelingen kan men zo b.v. een schuifregister maken voor een decimaal getal in de 8-4-2-1-code.

Het toepassen van de bouwsteen PS 10

De bouwsteen PS 10 bevat een Schmitt-trekker en een omkeerversterker (*fig. 13a*); de schakeling is zo gedimensioneerd dat de uitgangsspanning V_Q altijd met de voor de 10-serie vereiste nauwkeurigheid op het „0"- of het „1"-niveau is, waarbij de overgang van „1" naar „0" snel genoeg plaatsvindt om met dit signaal een impulspoort te kunnen sturen. De bouwsteen is in eerste instantie ontworpen om een impuls de juiste hoogte en flanksteilheid te (her)geven die voor het sturen van de andere bouwstenen is vereist. Fig. 13*b* geeft het verband tussen de ingangsspanning V_B en de uitgangsspanning V_Q. We zien dat de overgang van „1" naar „0" bij een andere ingangsspanning plaatsvindt dan de overgang van „0" naar „1". Van dit hysteresiseffect kan in diverse toepassingen een nuttig gebruik worden gemaakt; we zullen hier het genereren van een blokvormig signaal behandelen.

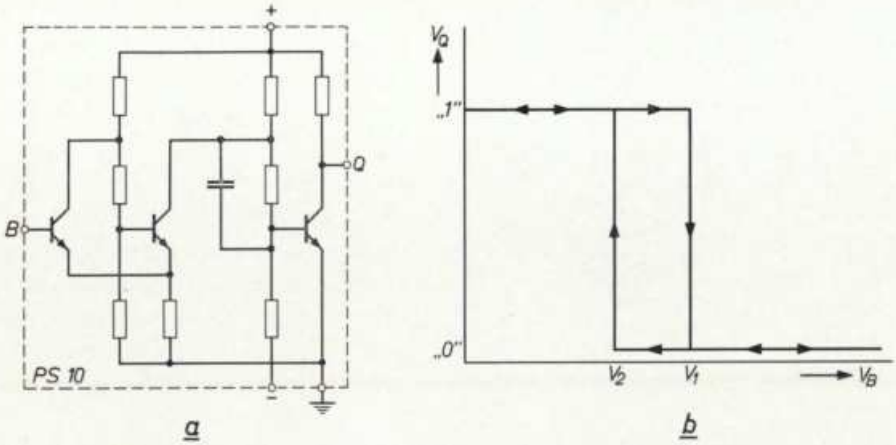

Fig. 13. *a*) Schema van de bouwsteen PS 10, bestaande uit een Schmitt-trekker en een omkeerversterker. *b*) De uitgangsspanning V_Q van de PS 10 als functie van de ingangsspanning V_B. Als V_B laag is, heeft V_Q het „1"-niveau. Bij toenemende V_B treedt een snelle overgang van „1" naar „0" op bij een spanning V_1 die hoger is dan de spanning V_2 waarbij het niveau weer van „0" naar „1" gaat als V_B afneemt. Dit hysteresisgebied ligt tussen de waarden $V_2 = 0{,}13\ V_p$ en $V_1 = 0{,}36\ V_p$, waarbij V_p de aangelegde positieve spanning is die overeenkomt met het niveau „1".

Fig. 14 toont een oscillator voor blokvormige signalen waarvan de frequentie binnen wijde grenzen kan worden ingesteld. We gaan uit van de situatie waarin C niet geladen is, dan is V_B laag en V_Q op het „1"-niveau. C gaat zich nu laden via R_1, R_2 en R_3. Zodra V_B hierdoor stijgt boven de waarde V_1 uit fig. 14, komt V_Q op het „0"-niveau. Diode D wordt nu geleidend

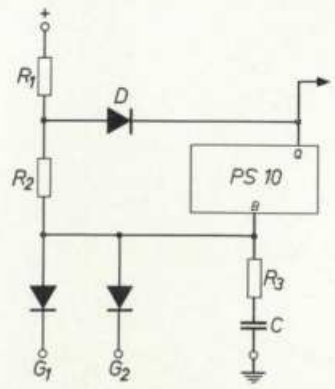

Fig. 14. Oscillator voor blokvormige signalen. Zolang V_B laag is en V_Q op het „1"-niveau, wordt C opgeladen via R_1, R_2 en R_3. Als V_B hierdoor zo groot is geworden dat V_Q op het „0"-niveau komt, ontlaadt C zich via R_3, R_2 en D, todat V_B zover gedaald is dat V_Q weer op het „0"-niveau komt. Het oscilleren kan worden onderbroken door G_1 of G_2 op het „0"-niveau te brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

en C gaat zich ontladen via R_3, R_2 en D. Dat gaat door totdat V_B lager wordt dan het andere omklappunt van de PS 10, waarop V_Q weer op het „1"-niveau komt en het proces zich herhaalt. Het oscilleren kan worden onderbroken door één of beide ingangen G_1 en G_2 op het „0"-niveau te brengen, waardoor V_B wordt gefixeerd op een lage spanning. Door de waarde van C te kiezen kan men de frequentie instellen vanaf waarden lager dan 1 Hz tot enkele tientallen kHz.

Een blokvormige spanning met een frequentie van 50 of 100 Hz kan met de bouwsteen PS 10 worden verkregen door als ingangssignaal de enkelvoudig of dubbelzijdig gelijkgerichte netspanning toe te voeren. Dit wordt veel toegepast voor tijdmetingen in industriële apparaten; het 50-Hz-signaal van het lichtnet heeft hiervoor meestal een voldoend grote nauwkeurigheid.

De overige bouwstenen

De 10-reeks bevat verder nog bouwstenen met tijdvertragende elementen en met versterkers. We zullen hier van deze typen geen speciale toepassingen meer geven, alleen het type PD 10 zullen we nog wat nader bespreken, aangezien deze bouwsteen wordt gebruikt in het apparaat, behandeld in het laatste deel van dit artikel.

De bouwsteen PD 10 bevat een impulspoort gevolgd door een monostabiele wipschakeling. De uitgangsspanning van deze bouwsteen is in de ruststand op het „1"-niveau. Als de spanning op de trekkeringang daalt van het „1"- naar het „0"-niveau, gaat de uitgangsspanning naar het „0"-niveau; na een bepaald tijdsinterval keert de spanning weer terug naar het „1"-niveau. Met deze uitgangsimpuls kan een groot aantal ingangen van andere bouwstenen worden gestuurd. Behalve als impulsgever kan men de PD 10 ook beschouwen als tijdvertragend element; het tijdsinterval waarin de uitgangsspanning op het „0"-niveau is, kan worden ingesteld tussen 4 μs en enkele tientallen ms.

De in- en uitgangselementen

Aangezien de bouwstenen alleen de taal der „0"- en „1"-niveaus verstaan, terwijl de grootheden van de te besturen processen bestaan uit b.v. snelheden, hoekverdraaiingen, temperaturen en tijden, moeten er „vertalers" zijn, die als in- en uitgangselementen voor het elektronische systeem kunnen dienen. Gezien het verlangen om over zeer snelle en/of niet slijtende ingangselementen te beschikken, zijn hiervoor een aantal elektronische elementen ontworpen, waarvan we er hier enkele zullen bespreken.

Als eerste noemen we de VSO (afkorting van vane-switched oscillator). Deze bevat een oscillatorschakeling met twee spoelen, een in de basiskring en een in de collectorkring van een transistor; via een koppelwinding bij een van deze spoelen is achter de oscillator een gelijkrichter geschakeld (*fig. 15*). Als de voedingsspanning V_p is aangesloten, werkt de oscillator; de uitgangsspanning V_Q van de gelijkrichter is dan positief. Brengt men nu tussen de twee spoelen van de oscillator een stukje metaal, dan wordt de koppeling tussen de spoelen verbroken, en houdt het oscilleren op. De uitgangsspanning daalt dan tot het „0"-niveau. Het

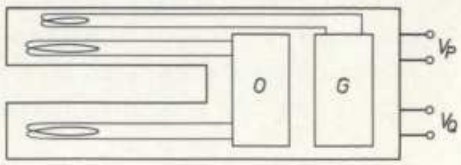

Fig. 15. Schets van een VSO (vane-switched oscillator). De oscillator O, die werkt als de voedingsspanning V_p aanwezig is, stopt als in de opening tussen de twee spoelen een metalen vaantje wordt gestoken. De uitgangsspanning V_Q van de gelijkrichter daalt dan van een positieve waarde tot nul.

geheel is ondergebracht in een gesloten huis van de vorm als gegeven in fig. 15. Men kan de VSO b.v. gebruiken door een metalen vaantje te monteren op een draaiende as, en de VSO er zo naast te plaatsen dat het vaantje bij elke omwenteling door de opening van de VSO komt. Op de uitgang van de VSO verschijnt dan bij elke omwenteling een spanningsimpuls. In de praktijk plaatst men in serie met de VSO meestal een PS 10 om zeker te zijn van de juiste spanningsniveaus en flanksteilheden. Een ingangselement dat volgens hetzelfde principe werkt, is de EPD (electronic proximity detector); hierbij wordt het oscilleren onderbroken als een stuk metaal in de buurt van de spoel komt.

Foto-elektrische cellen worden veel als ingangselementen gebruikt; ze zijn in verschillende uitvoeringen in de handel. Bij de eenvoudigste wordt een lichtbundel die op een fotocel valt onderschept door een voorwerp; gecompliceerder is b.v. een rotatie-opnemer, die per omwenteling van een as enkele honderden impulsen afgeeft en waarmee dus de positie of de snelheid van een as kan worden bepaald.

Als laatste ingangselement vermelden we de ultrasone detector; hierbij kan men gebruik maken van de mogelijkheid geluidsgolven te geleiden door buigzame pijpjes. Men kan dan detectie-elementen op moeilijk bereikbare plaatsen onderbrengen.

Tot de uitgangselementen behoren de reeds besproken cijferindicatiebuizen, en verder de twee typen versterkers, nl. de RD 10, die kleine relais en lampjes kan bedienen, en de PA 10 voor grotere vermogens. Voor het sturen van vermogen in het sterkstroomgebied wordt de thyristor gebruikt; hiermee kan het afgegeven vermogen ook continu worden geregeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voorbeeld: uitvoering van een apparaat voor het meten van de lengte van platen karton

Als voorbeeld van een industriële toepassing van de bouwstenen uit de 10-reeks beschrijven we een apparaat dat dient om de lengte van platen karton te meten, en dat bij te grote afwijkingen van de gewenste lengte een alarmsignaal geeft. Het apparaat is ontworpen voor montage aan een der golfkartonmachines van Philips' Golfkartonfabriek te Eindhoven. De golfkartonfabricage is in dit tijdschrift al eerder ter sprake gekomen [3]; we zullen ons hier beperken tot een korte beschrijving van dat deel van de golfkartonmachine waar het karton op maat wordt gesneden (*fig. 16*). De baan karton (breedte 2170 mm), die met een snelheid van ongeveer 1 meter per seconde wordt aangevoerd, wordt door twee soorten snijinrichtingen versneden tot rechthoekige platen. Eerst wordt met roterende cirkelvormige messen M een aantal sneden in de lengterichting van de baan aangebracht. Daarna worden de hierdoor ontstane stroken door twee op verschillende hoogte geplaatste paren „afslagmessen" A_1 en A_2 op de gewenste lengten afgesneden. Deze afslagmessen zijn gemonteerd aan twee roterende cilinders; bij elke omwenteling van deze cilinders wordt een snede gemaakt. De omwentelingssnelheid kan voor elk stel messen apart worden ingesteld om platen van de gewenste lengte te krijgen. Tijdens het eigenlijke snijden moeten de afslagmessen wel altijd met de bewegende kartonbaan „meelopen"; dit wordt bewerkstelligd door de cilinders met een soort excentriek aan te drijven. De in de lengterichting gesneden stroken kunnen willekeurig worden verdeeld over de twee paren afslagmessen; de constructie biedt dus een grote flexibiliteit.

De lengte van de afgesneden platen karton is bepaald door de snelheid van de kartonbaan en de omwentelingstijd van de cilinders van de afslagmessen; als de baansnelheid v m/s is en de tijdsduur van een omwenteling T seconden, dan is de afgesneden lengte vT meter. De omwentelingssnelheid kan men met de hand zo instellen dat de gewenste lengte wordt afgesneden. Door kleine variaties, vooral in de snelheid van de baan karton, treden na verloop van tijd echter afwijkingen op. Met het hier te beschrijven apparaat worden deze afwijkingen direct zichtbaar gemaakt, waarna men de omwentelingssnelheid kan corrigeren.

Fig. 17 geeft een schema van de verschillende delen van het apparaat. Een wiel W wordt aangedreven door de bewegende kartonbaan B. Aan de omtrek van dit wiel zijn kleine magneetjes bevestigd die impulsen opwekken in een magneetkop PU die naast het wiel is geplaatst. Dit geheel is zo gedimensioneerd dat deze opnemer een impuls levert per mm verplaatsing van de kartonbaan. Voor het meten van de omwentelingstijd van de cilinders van het afslagmes wordt een vane-switched oscillator (*VSO* in de figuur) gebruikt. Op een van de cilinders is een metalen vaantje bevestigd dat bij het roteren van de cilinder door de opening in de VSO gaat, zodat deze steeds na T seconden een impuls afgeeft. De uitgangssignalen van de magneetkop (de wielimpulsen) en van de VSO (de mesimpulsen) worden toege-

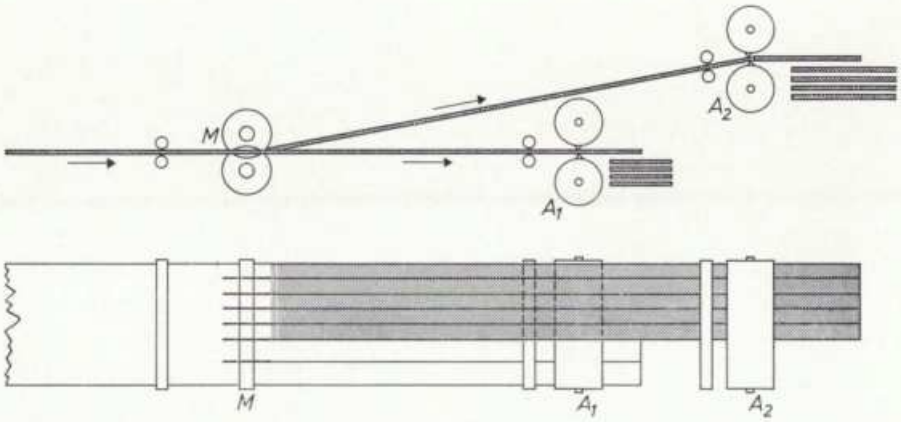

Fig. 16. Schema van het gedeelte van de golfkartonmachine waar het karton op maat wordt gesneden. De van links komende baan golfkarton wordt door een aantal roterende messen M, waarvan men de afstanden kan instellen, in stroken gesneden. Deze stroken worden verdeeld in twee groepen en toegevoerd aan twee paren „afslagmessen" A_1 en A_2, die de stroken op de gewenste lengten afsnijden. Deze messen zijn bevestigd aan roterende cilinders, die door een soort excentriek zodanig worden aangedreven dat de messen tijdens het snijden met het golfkarton meebewegen, zodat dit niet gestuikt of gescheurd wordt.

[3] H. W. van den Meerendonk en J. H. Schouten, De snijverliezen bij de fabricage van golfkarton, Philips techn. T. **24**, 121-129, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

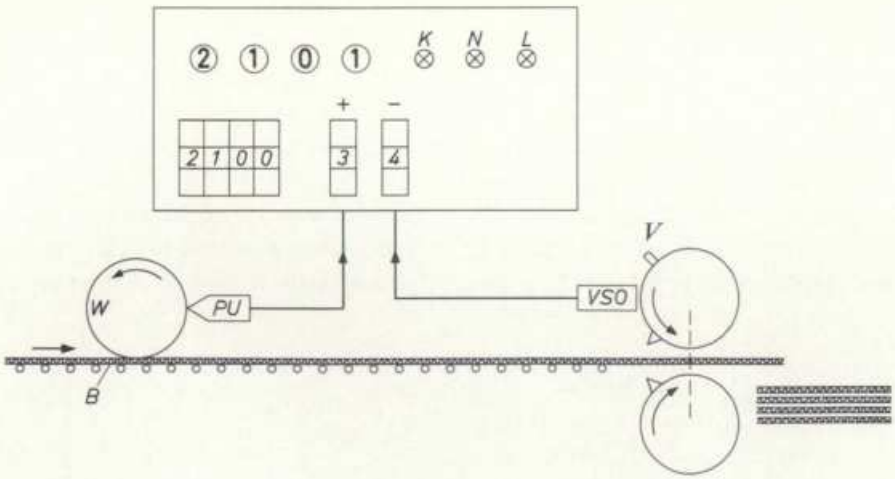

Fig. 17. Schema van het apparaat voor het meten van de lengte van afgesneden platen golfkarton. Het wiel *W* wordt aangedreven door de baan golfkarton; de magnetische opnemer *PU*, die reageert op magneetjes langs de rand van het wiel, geeft een impuls per mm verplaatsing van de baan, een zg. wielimpuls. Met behulp van het metalen vaantje *V* op een van de cilinders van het afslagmes, geeft een VSO bij iedere omwenteling van de cilinder een zg. mesimpuls. Beide signalen worden toegevoerd aan een kastje waarin de digitale schakeling is gemonteerd. Op de frontplaat van dit kastje zijn aangebracht: onderaan vier duimwielschakelaars waarmee de gewenste lengte kan worden ingesteld, twee duimwielschakelaars voor de positieve en de negatieve tolerantie; bovenaan vier cijferindicatiebuizen, waarmee de gemeten lengte wordt aangegeven, en rechts drie lampjes *K*, *N*, *L* voor het signaleren van resp. de situaties „te kort", „normaal", „te lang". In de in deze figuur geschetste situatie blijft de lengte binnen de tolerantie, zodat het lampje *N* brandt.

voerd aan een digitale schakeling, waaraan verder door middel van duimwielschakelaars worden toegevoerd de gewenste lengte (in mm) en de positieve en negatieve tolerantie (in mm).

Het apparaat bepaalt uit de signalen van de magneetkop en van de VSO de afgesneden lengte, en vergelijkt deze met de gewenste. Als de toleranties zijn overschreden, wordt dit aangegeven met lampjes. Met cijferindicatiebuizen wordt verder de lengte van elke tweede afgesneden plaat zichtbaar gemaakt. *Fig. 18* toont het gedeelte van de golfkartonmachine waarop het apparaat is gemonteerd. Links ziet men het wiel *W* en

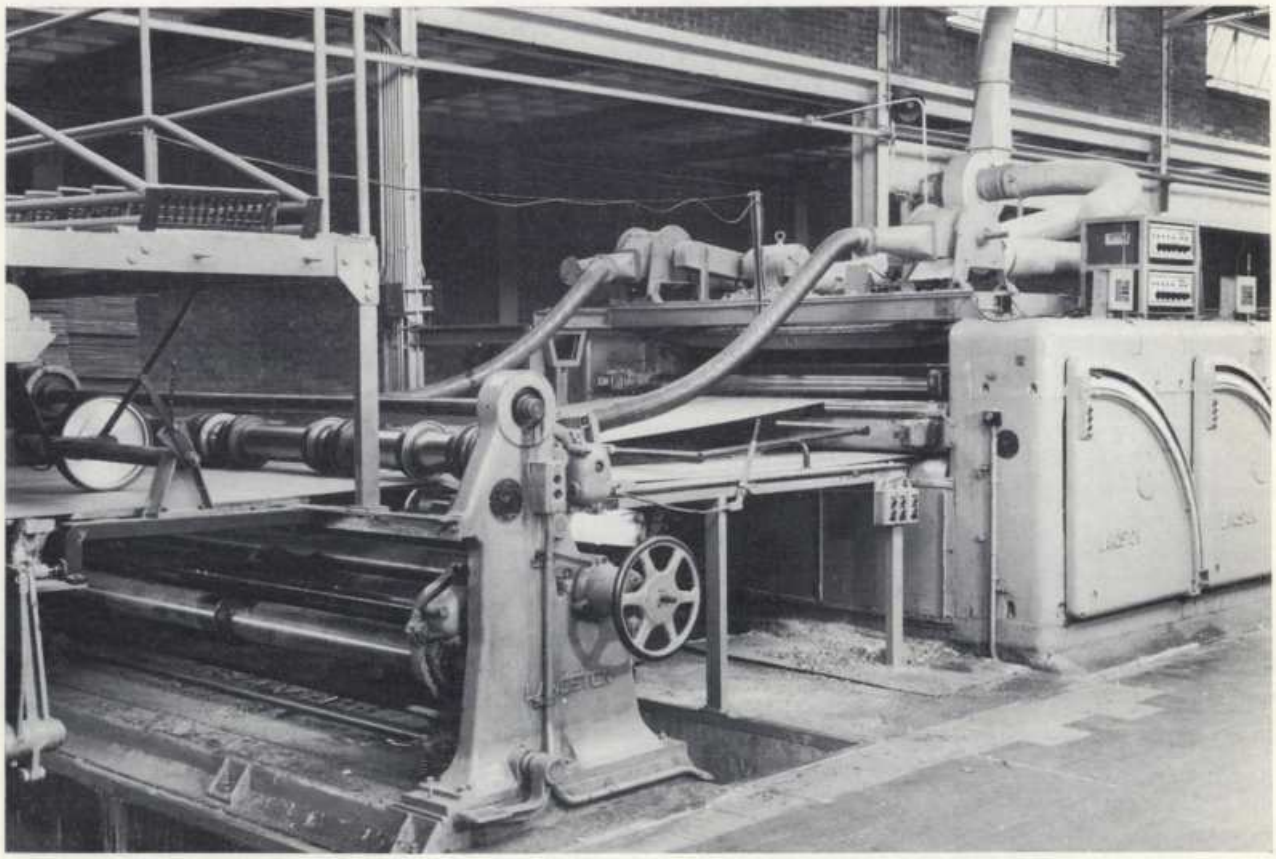

Fig. 18. Het gedeelte van de golfkartonmachine waar de baan wordt versneden (vergelijk fig. 16). Links is het wiel zichtbaar waarmee de snelheid van de baan wordt gemeten, rechts daarvan de roterende cirkelvormige messen voor het aanbrengen van de langssneden. Uiterst rechts staan de twee kastjes met de digitale schakelingen, voor elk stel afslagmessen één; eronder bevinden zich de regelaars voor de omwentelingssnelheid van de cilinders.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

rechts de twee kastjes, voor elk afslagmes één. Onder de kastjes bevinden zich de boogvormige regelaars waarmee de omwentelingssnelheid van de cilinders wordt ingesteld.

De digitale schakeling

De kern van de digitale schakeling (*fig. 19*) wordt gevormd door de „hoofdteller", een decimale teller met een capaciteit van vier decades. Deze hoofdteller telt het aantal wielimpulsen dat de opnemer *PU* levert tussen twee mesimpulsen van de VSO (dit aantal is immers de afgesneden lengte in mm). Met de hoofdteller zijn vier duimwielschakelaars verbonden waarmee de gewenste lengte wordt ingesteld. Indien deze waarde is bereikt voordat de volgende mesimpuls verschijnt, worden de resterende wielimpulsen ook toegevoerd aan de „hulpteller", die dus telt hoeveel de afgesneden strook te lang is. Aan deze hulpteller, die bestaat uit één decadeteller, is een duimwielschakelaar verbonden waarmee de positieve tolerantie wordt ingesteld. Deze schakelaar geeft dus een signaal indien de tolerantie wordt overschreden; met dit signaal wordt een lampje ontstoken. Met de hulpteller is ook een duimwielschakelaar verbonden voor de negatieve tolerantie. Er worden nl. ook impulsen aan de hulpteller toegevoerd indien de afgesneden strook te kort is, dus indien de mesimpuls verschijnt voordat de hoofdteller de ingestelde waarde bereikt; deze impulsen geven dan aan hoeveel de strook te kort is.

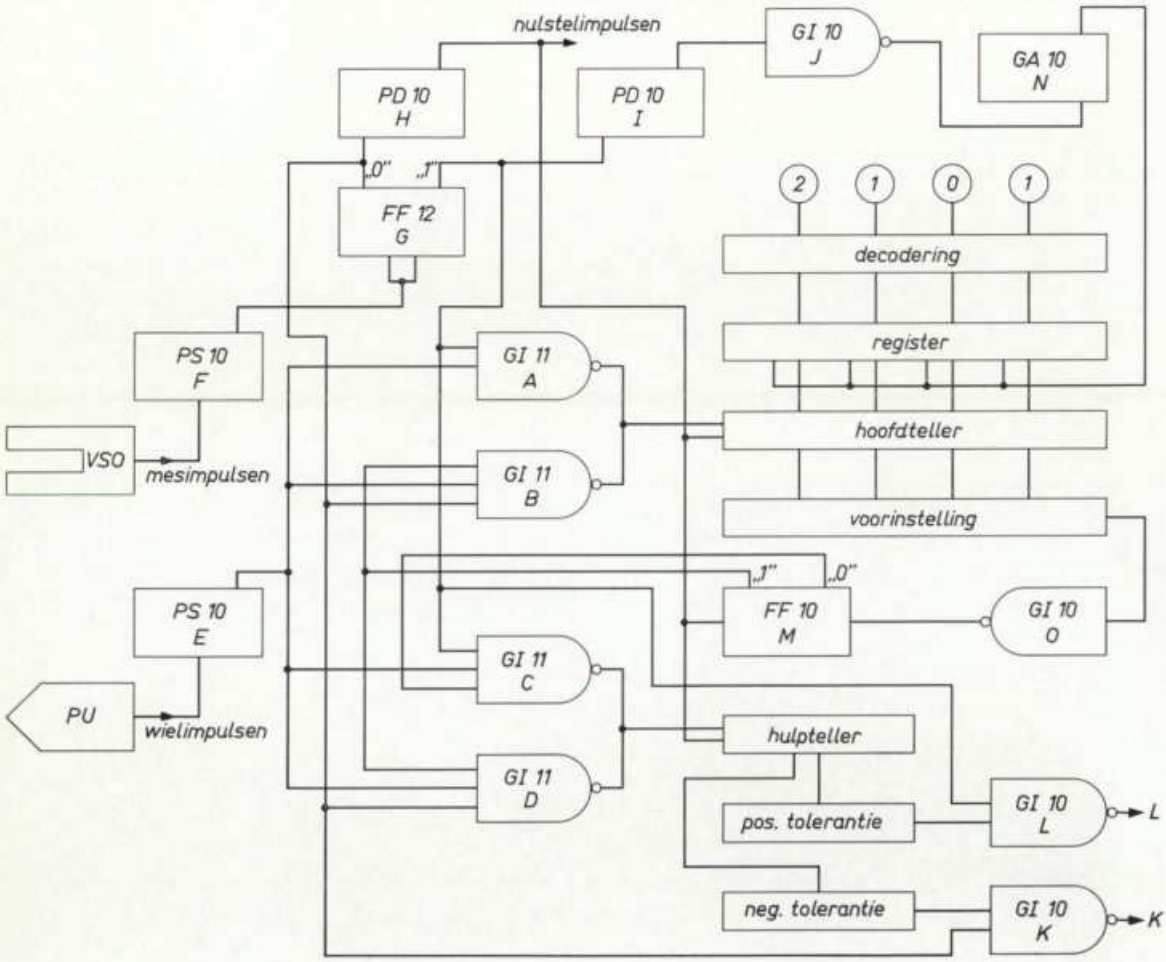

Fig. 19. De digitale schakeling. De wielimpulsen van de opnemer *PU* die verschijnen tussen twee mesimpulsen van de VSO, worden geteld in de hoofdteller en hun aantal wordt vergeleken met de ingestelde waarde. Het aantal wielimpulsen dat het verschil tussen de gemeten en de ingestelde waarde vertegenwoordigt, wordt geteld in de hulpteller. De NAND-schakelingen *A*, *B*, *C* en *D* vormen poortschakelingen die, bestuurd door de mesimpulsen en het uitgangssignaal van de duimwielschakelaars van de voorinstelschakeling, de wielimpulsen naar de tellers doorgeven. De eindstand van de hoofdteller wordt na elke meting via een register en een decodeerschakeling zichtbaar gemaakt op cijferindicatiebuizen. Aan de hulpteller zijn duimwielschakelaars verbonden waarmee de toleranties worden ingesteld; als een tolerantie wordt overschreden, verschijnt er een impuls op de uitgang *L* of *K*.

De wielimpulsen worden naar de hoofdteller en de hulpteller gedirigeerd via poortschakelingen bestaande uit de GI 11-bouwstenen *A*, *B*, *C* en *D* (fig. 19). De uitgangen van deze NAND-schakelingen *A* en *B* resp. *C* en *D* zijn doorverbonden. Een dergelijke com-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

binatie vertegenwoordigt een NIET-EN-OF-functie (zie I, blz. 55), wat betekent dat de gezamenlijke uitgang op het „0"-niveau komt indien van een of beide bouwstenen alle ingangen op het „1"-niveau zijn; de uitgang is dus op het „1"-niveau indien van beide bouwstenen een of meer ingangen op het „0"-niveau zijn. We zullen nu in detail bespreken hoe met deze schakelingen de stroom impulsen wordt gedirigeerd.

We beschouwen als beginstand het moment waarop de VSO juist een impuls heeft afgegeven; in deze stand zijn de uitgangen van de bouwstenen *G* en *M* op de aangegeven niveaus. De impulsen van de VSO en van *PU* worden eerst door de PS 10-bouwstenen *F* en *E* op de juiste niveaus en flanksteilheden gebracht (we memoreren hier even dat steeds alleen de overgang van „1" naar „0" van belang is). De wielimpulsen worden nu toegevoerd aan de bouwstenen *A*, *B*, *C* en *D*. Van bouwsteen *A* is op dit moment de bovenste ingang op het „1"-niveau; indien nu ook *E* het „1"-niveau afgeeft, zal dus de gezamenlijke uitgang van *A* en *B* op het „0"-niveau zijn; geeft *E* het „0"-niveau af, dan zal de uitgang op het „1"-niveau zijn. Dit wil zeggen dat bij elke wielimpuls (van „1" naar „0" en terug) de spanning aan de ingang van de hoofdteller van „0" naar „1" gaat en terug, zodat deze wordt geactiveerd. *A* geeft dus de wielimpulsen door naar de hoofdteller. Van de bouwsteen *B* is de onderste ingang op het „0"-niveau, zodat deze bouwsteen geen impulsen doorlaat. Ook *C* en *D* hebben beide een ingang die op het „0"-niveau is, *C* krijgt deze spanning toegevoerd van de FF 10-bouwsteen *M*, en *D* van de FF 12-bouwsteen *G*; deze poort is dus gesloten en de hulpteller ontvangt geen impulsen.

Nemen we nu eerst het geval dat de afgesneden lengte gelijk is aan de ingestelde waarde van b.v. 2100 mm. De hoofdteller zal dan de stand 2100 hebben bereikt op het moment dat de mesimpuls verschijnt. Deze laatste activeert via de PS 10 *F* de wipschakeling FF 12 *G* waarvan de polariteit op de uitgangen omslaat. Tegelijkertijd komt nu op de uitgang van de duimwielschakelaars van de voorinstelling de positieve spanning, zodat via de GI 10 *O* (gebruikt als omkeerversterker) de rechter *S*-ingang van de FF 10 *M* op „0"-niveau wordt gebracht, zodat deze omklapt. Door het omslaan van *G* is *A* nu geblokkeerd; *B* zou geopend worden door het „1"-niveau van de linkeruitgang van *G*, maar wordt door het „0"-niveau van de linkeruitgang van *M* tegelijk weer geblokkeerd. Op dezelfde wijze als *B* blijven ook *C* en *D* geblokkeerd. Er worden aan geen van beide tellers meer impulsen toegevoerd.

De stand van de hoofdteller moet nu zichtbaar worden gemaakt op cijferindicatiebuizen. Hiertoe wordt de stand van de teller eerst overgenomen in een register, zodat de teller weer vrijkomt voor de volgende meting. Het register bestaat uit evenveel wipschakelingen als de teller (16 stuks, 4 voor elke decade); aan deze wipschakelingen zijn vier decodeerschakelingen (fig. 9) verbonden waarmee cijferindicatiebuizen worden gestuurd. Voor het overzetten van de stand in het register zijn de uitgangen van de wipschakelingen van de teller verbonden met de overeenkomstige voorwaarde-ingangen van de wipschakelingen van het register; de trekkeringangen van het register zijn onderling doorverbonden. Het overzetten gebeurt nu door aan deze trekkeringangen een impuls toe te voeren (het is dus vergelijkbaar met één stap van een schuifregister).

Voor het overzetten van de stand in het register wordt de spanningssprong van „1" naar „0" aan de rechter uitgang van FF 12 *G* gebruikt. Hiermee wordt de PD 10-bouwsteen *I* bekrachtigd, waarvan de uitgangsspanning op het „0"-niveau komt en na een kleine vertragingstijd weer op het „1"-niveau. Deze laatste spanningssprong wordt na omkering door GI 10 *J* en versterking door GA 10 *N* gebruikt voor het overzetten. De tijdsvertraging is nodig omdat het zou kunnen voorkomen dat de mesimpuls verschijnt direct na b.v. de 1000ste wielimpuls; de teller moet dan voordat de stand in het register komt, nog van 999 naar 1000 kunnen stappen, wat door de vier overdrachten relatief veel tijd kost. Deze vertraging stuurt niet de volgende meting in de war, want om redenen die we hieronder zullen behandelen wordt niet elke strook gemeten, maar wordt er telkens één overgeslagen. We zien dit ook aan de PD 10 *H*. Bij de eerste mesimpuls gaat de ingang van deze bouwsteen van het „0"- naar het „1"-niveau, dit heeft geen invloed; pas bij de tweede impuls, als de spanning weer terugvalt, levert *H* een impuls die o.a. wordt gebruikt voor het op nul stellen van de tellers en om FF 10 *M* weer in de beginstand te zetten.

Beschouwen we nu het geval dat de afgesneden plaat karton langer is dan de ingestelde waarde. De impulsen vloeien weer op dezelfde wijze naar de hoofdteller, maar nu wordt de ingestelde waarde bereikt voordat de mesimpuls verschijnt; FF 10 *M* slaat dus om voordat FF 12 *G* omslaat. De onderste ingang van GI 11 *C* is nu op het „1"-niveau gekomen terwijl zijn bovenste ingang ook nog op het „1"-niveau is; *C* is dus geopend en de volgende wielimpulsen worden behalve aan de hoofdteller ook aan de hulpteller toegevoerd. Als daarna de mesimpuls verschijnt, slaat ook FF 12 *G* om, waarna weer alle NAND-schakelingen geblokkeerd zijn (*A* en *C* door het „0"-niveau van *G*, en *B* en *D* door het „0"-niveau van *M*), zodat alle tellers stoppen. De stand van de hoofdteller wordt door het omslaan van *G* weer zichtbaar gemaakt op de indicatiebuizen.

De hulpteller heeft inmiddels een aantal impulsen ontvangen. Wordt hierbij de positieve tolerantie overschreden, dan geeft de desbetreffende duimwielschakelaar bij die stand een positieve uitgangsspanning;

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

beide ingangen van GI 10 *L* zijn dan op het „1"-niveau (FF 12 *G* staat immers nog in de in fig. 19 gegeven stand), zodat de uitgang *L* van de bouwsteen een korte tijd op het „0"-niveau komt.

Ten slotte het geval dat de afgesneden plaat korter is dan de ingestelde waarde. FF 12 *G* zal dan omslaan voordat FF 10 *M* omslaat. Zodra *G* omslaat, zal weer op de wijze die hierboven is beschreven de stand van de hoofdteller in het register worden overgenomen, zodat de gemeten lengte zichtbaar wordt gemaakt. De hoofdteller stopt nu echter nog niet. Weliswaar wordt door het omslaan van *G* de bouwsteen *A* geblokkeerd, met andere woorden we hebben voor de meting impulsen gebruikt die eigenlijk bij de lengtemeting van de volgende plaat behoren. Met deze opzet kunnen we dus slechts elke tweede plaat meten, hetgeen door de langzame variaties geen bezwaar vormt. Enkele consequenties hiervan zijn hierboven al aangestipt.

Als een gemeten plaat te lang of te kort is, moet dit worden aangegeven door het ontsteken van een rood lampje (resp. *L* of *K* in fig. 17); indien de lengte binnen de toleranties ligt, moet een groen lampje (*N* in fig. 17) branden. Dit wordt gerealiseerd met een schakeling waaraan de nulstelimpulsen worden toegevoerd

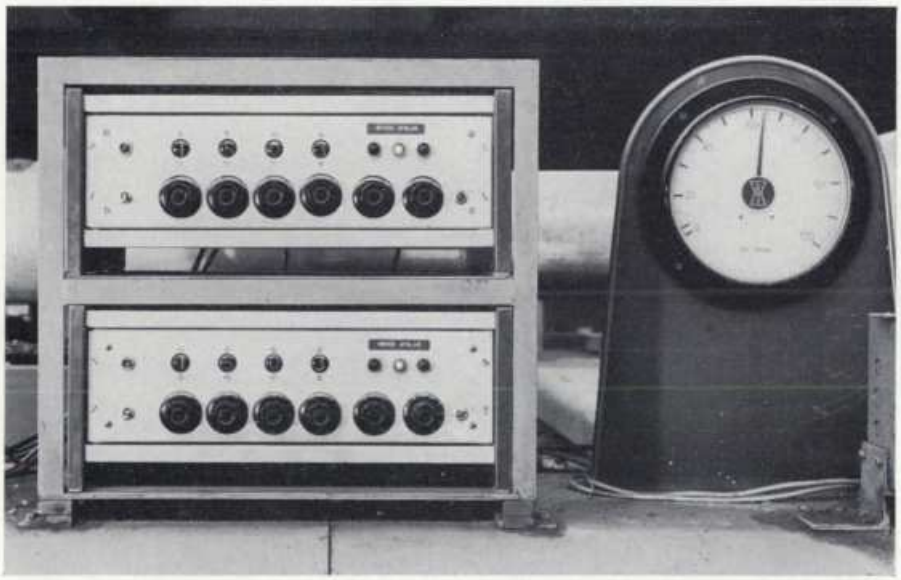

Fig. 20. De kastjes waarin de digitale schakelingen zijn ondergebracht (voor elk stel afslagmessen één volledige schakeling, zie ook fig. 19). Op elk kastje zijn de cijferindicatiebuizen en de lampjes zichtbaar en daaronder de schakelaars voor de voorinstelling en de toleranties. (In deze uitvoering zijn in plaats van de duimwielschakelaars van fig. 10 soortgelijke schakelaars in uitvoering met draaiknop gebruikt.) Rechts van de kastjes bevindt zich een meter die de snelheid van de baan karton aangeeft.

maar op hetzelfde moment gaat *B* de impulsen doorlaten (onderste ingang op het „1"-niveau ten gevolge van de stand van *G*; bovenste ingang op het „1"-niveau ten gevolge van de stand van *M*). Tegelijkertijd gaat de GI 11 *D* de impulsen doorlaten naar de hulpteller.

Zodra de hoofdteller de ingestelde waarde bereikt, slaat *M* om, zodat weer op dezelfde wijze als hierboven alle NAND-schakelingen worden geblokkeerd en de tellers stoppen. De hulpteller heeft nu het aantal mm geteld dat de afgesneden plaat te kort is. Indien hierbij de negatieve tolerantie werd bereikt, is de spanning op beide ingangen van de GI 10 *K* even op het „1"-niveau geweest, zodat op de uitgang *K* van deze bouwsteen een impuls is verschenen.

In het laatste geval hebben we de hoofdteller laten doortellen toen de mesimpuls reeds was verschenen, en de impulsen die op de uitgangen *L* en *K* verschijnen. Op de werking van deze schakeling zullen we niet nader ingaan, ze levert voor de toepassingswijze van de bouwstenen geen nieuwe gezichtspunten op.

In totaal omvatten de digitale schakelingen 65 bouwstenen, die worden gemonteerd op 9 panelen met gedrukte bedrading. Deze zijn samen met het voedingsapparaat ondergebracht in een kastje (*fig. 20*) waarvan de afmetingen slechts $20 \times 30 \times 50$ cm bedragen en dat gemakkelijk op de golfkartonmachine kon worden geplaatst. *Fig. 21* toont van een dergelijk apparaat het inwendige.

In de beschreven uitvoering blijkt het apparaat buitengewoon betrouwbaar te zijn: door de ruime marges die bij het ontwerpen van de bouwstenen in acht zijn genomen, ontstaat hiermee — indien men een schake-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

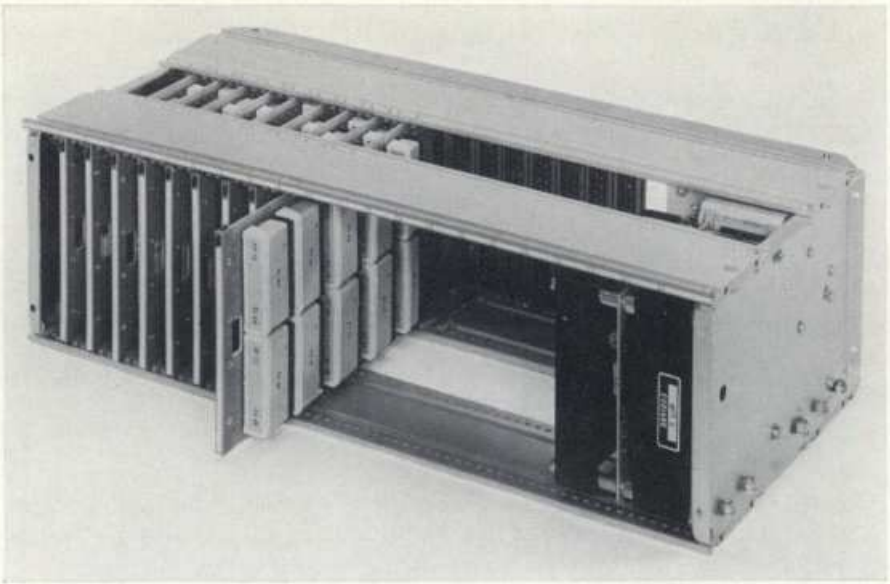

Fig. 21. Het inwendige van een der kastjes in fig. 20, gezien vanaf de achterzijde. De panelen met bouwstenen zijn geplaatst in een rek van gestandaardiseerd formaat (20 × 30 × 50 cm), waarin rechts ook het voedingsapparaat is ondergebracht; een van de panelen is gedeeltelijk uit het rek getrokken. De verbindingen tussen de panelen onderling worden aangebracht op de contactblokken aan de voorzijde van het rek. Aangezien voor de bouwstenen in het hier beschreven apparaat voor één stel afslagmessen niet meer dan negen panelen nodig zijn, is niet de gehele ruimte van de kast gevuld.

ling heeft ontworpen die geen fouten vertoont — een apparaat dat na installatie geen technische nazorg vereist. Het beschreven apparaat is dan ook reeds drie jaar in de Golfkartonfabriek in gebruik zonder dat het ooit bedrijfsstoringen heeft veroorzaakt. Het onderhoud blijft beperkt tot het schoonhouden van de roterende delen van de beide ingangselementen.

Samenvatting. Digitale bouwstenen bevatten complete digitale basisschakelingen, zoals logicaschakelingen, wipschakelingen, enz. De door Philips in de handel gebrachte reeksen bouwstenen zijn eerder in dit tijdschrift behandeld. In dit artikel wordt van enkele veel voorkomende schakelingen beschreven hoe ze met deze bouwstenen gerealiseerd kunnen worden. Na een korte behandeling van de logicaschakelingen worden als toepassingen van de wipschakelingen behandeld: decimale telschakelingen het decoderen van deze telschakelingen voor de indicatie, de voorinstelling van tellers door middel van zg. duimwielschakelaars, en voorts de schuifregisters. Na enkele toepassingen van een bouwsteen die een Schmitt-trekker bevat, worden verschillende in- en uitgangselementen behandeld die de verbinding kunnen vormen tussen een te regelen proces en een digitale schakeling. Als voorbeeld van een industrieel apparaat dat met de bouwstenen is vervaardigd, wordt in het laatste deel van het artikel een inrichting beschreven die aan een golfkartonmachine de lengte van de afgesneden platen karton meet. De golfkartonmachine levert een ononderbroken baan karton die in stukken wordt gesneden door een stel messen aan roterende cilinders. De snelheid van de baan karton alsmede de omwentelingstijd van de cilinders worden gemeten en vormen de ingangssignalen waaruit het apparaat de afgesneden lengte bepaalt. Deze wordt vergeleken met de gewenste lengte, die op het apparaat kan worden ingesteld: indien het verschil groter is dan een bepaalde, eveneens instelbare, tolerantie, geeft het apparaat een optisch signaal. Door het toepassen van de bouwstenen is het apparaat zeer betrouwbaar en vergt het vrijwel geen onderhoud.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven *E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland *M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk *L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland *A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland *H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België. *B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

W. Albers, G. van Aller & C. Haas: Band structure and electrical properties of ternary chromium chalcogenides.
Coll. int. Centre Nat. Recherche Scient. No. 157 (Dérivés semi-métalliques, Orsay 1965), 19-29, 1967. *E*

A. C. Aten: Conductivity range and absorption edge of zinc seleno-tellurides.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 1340-1342, 1967 (No. 7). *E*

G. Blasse: Concentration quenching of Eu^{3+} fluorescence.
J. chem. Phys. **46**, 2583-2585, 1967 (No. 7). *E*

G. Blasse: Crystal structure and fluorescence of compositions $ATiNbO_6$, $ATiTaO_6$ and $ATiSbO_6$.
Mat. Res. Bull. **2**, 497-502, 1967 (No. 5). *E*

G. Blasse: The absorption of the Cr^{3+} ion in host lattices containing pentavalent cations.
J. inorg. nucl. Chem. **29**, 1817-1820, 1967 (No. 7). *E*

G. Blasse & A. Bril: Fluorescence of Eu^{3+}-activated lanthanide oxyhalides LnOX.
J. chem. Phys. **46**, 2579-2582, 1967 (No. 7). *E*

G. Blasse & A. Bril: Some observations on the Cr^{3+} fluorescence in the huntite structure.
Phys. Stat. sol. **20**, 551-556, 1967 (No. 2). *E*

G. Blasse & J. de Vries: A new family of lanthanide compounds: lithium lanthanide silicates and germanates.
J. inorg. nucl. Chem. **29**, 1541-1542, 1967 (No. 6). *E*

P. F. Bongers & E. R. van Meurs: Ferromagnetism in compounds with pyrochlore structure.
J. appl. Phys. **38**, 944-945, 1967 (No. 3). *E*

G. A. Bootsma & F. Meyer: Ellipsometric investigation of the film growth at the germanium electrolyte interface.
Surface Sci. **7**, 250-254, 1967 (No. 2). *E*

G.-A. Boutry: La télévision dans l'invisible.
Rev. gén. Electr. **76**, 1018-1026, 1967 (No. 7/8). *L*

G. Bouwhuis: Optische Methoden bei der experimentellen Untersuchung nichtlinearer Vorgänge im Gaslaser.
Optik **25**, 294-298, 1967 (No. 3). *E*

G. Brédart & Ph. van Bastelaer: Les paramètres matriciels du transistor et leur emploi dans l'étude du comportement transitoire des circuits transistorisés (cas des petits signaux). 2e partie: Etude du comportement transitoire des circuits transistorisés.
Rev. MBLE **10**, 33-42, 1967 (No. 1). *B*

A. Broese van Groenou, J. L. Page & R. F. Pearson: Magnetic after-effect rotational hysteresis — theory and experiment on Si-doped YIG.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 1017-1025, 1967 (No. 6). *M*

A. Broese van Groenou & R. F. Pearson: Anisotropy relaxation in manganese ferrous ferrites.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 1027-1036, 1967 (No. 6). *M*

A. Broese van Groenou, J. A. Schulkes & D. A. Annis: Magnetic anisotropy of some nickel zinc ferrite crystals.
J. appl. Phys. **38**, 1133-1134, 1967 (No. 3). *E, M*

K. H. J. Buschow & W. A. J. J. Velge: Phase relations and intermetallic compounds in the lanthanum-cobalt system.
J. less-common Met. **13**, 11-17, 1967 (No. 1). *E*

K. H. J. Buschow & J. H. N. van Vucht: Systematic arrangement of the binary rare-earth-aluminium systems.
Philips Res. Repts. **22**, 233-245, 1967 (No. 3). *E*

B. H. Clarke: The anomalous ferrimagnetic resonance properties of ytterbium-doped yttrium iron garnet.
Brit. J. appl. Phys. **18**, 727-738, 1967 (No. 6). *M*

A. Cohen: On distinctiveness as a criterion in language analysis.
Acta linguistica hafn. **9**, 179-191, 1966 (No. 2). *E*

A. M. van Diepen, H. W. de Wijn & K. H. J. Buschow: Nuclear magnetic resonance in rare-earth-aluminum intermetallic compounds: RAl_3.
J. chem. Phys. **46**, 3489-3492, 1967 (No. 9). *E*

A. van der Drift: Evolutionary selection, a principle governing growth orientation in vapour-deposited layers.
Philips Res. Repts. **22**, 267-288, 1967 (No. 3). *E*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

G. Engelsma: Effect of cycloheximide on the inactivation of phenylalanine deaminase in gherkin seedlings.
Naturwiss. **54**, 319-320, 1967 (No. 12). *E*

G. Engelsma: Photoinduction of phenylalanine deaminase in gherkin seedlings, I. Effect of blue light.
Planta **75**, 207-219, 1967 (No. 3). *E*

A. J. Fox & J. R. Mansell: Tunable microwave-frequency light modulator.
Proc. Instn. Electr. Engrs. **114**, 741-744, 1967 (No. 6). *M*

P. Gerthsen, E. Kauer & H. G. Reik: Halbleitung einiger Übergangsmetalloxide im Polaronenbild.
Festkörperprobleme **5**, 1-56, 1966. *A*

P. J. van Gerwen: Application of pseudo-ternary codes for data transmission.
Progresso elettronico 1966 (Atti XIII Congr. per l'Elettronica, Roma), Vol. I, p. 463-477. *E*

J.-M. Goethals: Factorization of cyclic codes.
IEEE Trans. on information theory **IT-13**, 242-246, 1967 (No. 2). *B*

J. L. Goldstein: Auditory nonlinearity.
J. Acoust. Soc. Amer. **41**, 676-689, 1967 (No. 3). *E*

H. C. de Graaff & J. A. van Nielen: Temperature influence on the channel conductance of m.o.s. transistors.
Electronics Letters **3**, 195-196, 1967 (No. 5). *E*

H. G. Grimmeiss: Elektrolumineszenz in III-V-Verbindungen.
Festkörperprobleme **5**, 221-248, 1966. *A*

J. Haisma: Construction and properties of short stable gas lasers.
Thesis, Utrecht 1966. *E*

J. Haisma: Gebruik van lasers.
Ingenieur **79**, O 65-74, 1967 (No. 26). *E*

N. Hansen: Gerät zur automatischen Bestimmung der Oberflächengröße feinteiliger Substanzen.
Automatik **11**, 253, 1966 (No. 7). *A*

J. C. M. Henning, J. Liebertz & R. P. van Stapele: Evidence for Cr^{3+} in four-coordination: ESR and optical investigations of Cr-doped $AlPO_4$ crystals.
J. Phys. Chem. Solids **28**, 1109-1114, 1967 (No. 7). *A, E*

P. L. Holster: Gaslagers met uitwendige drukbron, 1. Werking en eigenschappen van gaslagers met uitwendige drukbron, 2. Berekeningsmethode van aërostatische lagers.
Polytechn. T. Werktuigbouw **22**, 363-370, 415-425, 1967 (Nos. 9, 10). *E*

G. J. van Hoytema, W. J. Oosterkamp, A. M. C. van den Broek & A. Druppers: La neuroradiologie avec soustraction utilisant la télévision et une mémoire d'image magnétique.
Neuro-Chirurgie **12**, 801-809, 1966 (No. 7). *E*

G. H. Jonker: Optimale keramische Struktur für verschiedene Anwendungen von Bariumtitanat.
Ber. Dtsch. Keram. Ges. **44**, 265-266, 1967 (No. 6). *E*

M. Klerk & E. Roeder: Der Elektronenstrahl-Mikroanalysator, ein analytisches Hilfsmittel für den Chemiker.
Chemie-Ing.-Technik **39**, 567-574, 1967 (No. 9/10). *A, E*

M. Lemke: Wellentypen im ferritgefüllten Rechteckhohlleiter mit transversaler Magnetisierung parallel zur Hohlleiterbreitseite.
Archiv elektr. Übertr. **21**, 440-446, 1967 (No. 8). *H*

B. Lersmacher, H. Lydtin, W. F. Knippenberg & A. W. Moore: Thermodynamische Betrachtungen zur Kohlenstoffabscheidung bei der Pyrolyse gasförmiger Kohlenstoffverbindungen.
Carbon **5**, 205-217, 1967 (No. 3). *A, E*

F. A. Lootsma: Logarithmic programming: a method of solving nonlinear-programming problems.
Philips Res. Repts. **22**, 329-344, 1967 (No. 3). *E*

M. H. van Maaren & G. M. Schaeffer: Some new superconducting group V^a dichalcogenides.
Physics Letters **24A**, 645-646, 1967 (No. 12). *E*

H. J. G. Meyer, G. Ahsmann, J. W. van der Laarse & E. H. A. M. van der Wee: A new class of low-pressure arc columns with positive *V-I* characteristics.
Philips Res. Repts. **22**, 209-218, 1967 (No. 3). *E*

J. Neirynck & Ph. van Bastelaer: La synthèse des filtres par factorisation de la matrice de transfert.
Rev. MBLE **10**, 5-32, 1967 (No. 1). *B*

D. J. van Ooijen: Dynamics of the magnetization of a thin-walled superconducting cylinder in a parallel field.
Philips Res. Repts. **22**, 219-232, 1967 (No. 3). *E*

J. J. C. Oomen: On some electrical properties of colloidal systems.
Thesis, Utrecht 1966. *E*

G. W. van Oosterhout: The transformation γ-FeO(OH) to α-FeO(OH).
J. inorg. nucl. Chem. **29**, 1235-1238, 1967 (No. 5). *E*

W. J. Oosterkamp: A survey of scintillation camera systems.
Progress in Radiology, XIth int. Congress, Rome 1965, Vol. II, p. 1150-1157; Excerpta Medica Foundation, Amsterdam 1967. *E*

A. Op het Veld & P. Bogers: Eine Präparationsmethode zur Gefügeentwicklung von Hartmetallen (A preparation method for revealing the structure of hard metals).
Prakt. Metallogr. **4**, 235-239 (240-242), 1967 (No. 5). *E*

P. Penning: Dynamical theory for simultaneous X-ray diffraction.
Adv. in X-ray Anal. **10**, 67-79, 1967. *E*

A. Rabenau, E. Kauer & H. Klotz: Sur l'hexaborure de lanthane LaB_6.
Coll. int. Centre Nat. Recherche Scient. No. 157 (Dérivés semi-métalliques, Orsay 1965), 495-498, 1967. *A*

A. Rabenau & H. Rau: Kristallzüchtung mit Hilfe von chemischen Gleichgewichten zwischen zwei und mehr Phasen.
Z. phys. Chemie Neue Folge **53**, 155-162, 1967 (No. 1-6). *A*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

H. Rau: Defect equilibria in cubic high temperature copper sulfide (Digenite).
J. Phys. Chem. Solids **28**, 903-916, 1967 (No. 6). *A*

H. Rau & A. Rabenau: Crystal syntheses and growth in strong acid solutions under hydrothermal conditions.
Solid State Comm. **5**, 331-332, 1967 (No. 5). *A*

C. Romers, C. J. M. Rooymans & R. A. G. de Graaf: The preparation, crystal structure and magnetic properties of $Na_3Fe_5O_9$.
Acta cryst. **22**, 766-771, 1967 (No. 6). *E*

H. Schemmann: Wirkungsgrad von kleinen zweipoligen Gleichstrommotoren mit dauermagnetischem Läufer.
Elektrotechn. Z. **A 88**, 225-229, 1967 (No. 9). *A*

W. Schilz: Influence of the sample geometry on frequency and Q-value of the helicon resonance in PbTe.
Solid State Comm. **5**, 503-507, 1967 (No. 7). *H*

U. J. Schmidt: Anwendungen und Stand der digitalen Lichtstrahlablenkung.
Int. elektron. Rdsch. **21**, 165-168, 1967 (No. 7). *H*

K. J. Schmidt-Tiedemann: Improved electronic half-shadow method for the measurement of birefringence and dichroism.
Rev. sci. Instr. **38**, 625-627, 1967 (No. 5). *H*

G. R. Schodder: Akustische Verstärker.
Funkschau **38**, 175-178, 1966. *A*

G. Schulten & J. P. Stoll: A high-precision wide-band wavemeter for millimetre waves.
Philips Res. Repts. **22**, 309-314, 1967 (No. 3). *H*

E. Schwartz: Streu- oder Betriebsmatrizen mit passiven und aktiven Bezugsimpedanzen.
Archiv elektr. Übertr. **21**, 317-320, 1967 (No. 6). *A*

E. Schwartz: Über nichtreziproke, symmetrische Dreitore und Zirkulatoren.
Nachrichtentechn. Z. **20**, 329-332, 1967 (No. 6). *A*

A. M. J. H. Seuter: The electrical resistivity of MnTe at elevated temperatures.
Coll. int. Centre Nat. Recherche Scient. No. 157 (Dérivés semi-métalliques, Orsay 1965), 459-464, 1967. *E*

M. J. Sparnaay: Semiconductor surfaces and the electrical double layer.
Adv. Colloid Interface Sci. **1**, 277-333, 1967 (No. 3). *E*

K. van Steensel: Electrical conduction in island-structure films of gold and platinum on insulating substrates.
Philips Res. Repts. **22**, 246-266, 1967 (No. 3). *E*

J. Verweel: Magnetic properties of ferrite single crystals with the Y structure.
J. appl. Phys. **38**, 1111-1117, 1967 (No. 3). *H*

K. Walther: Ultrasonic relaxation at the Néel temperature and nuclear acoustic resonance in MnTe.
Solid State Comm. **5**, 399-403, 1967 (No. 5). *H*

W. L. Wanmaker, J. W. ter Vrugt & J. G. C. M. de Bres: Luminescence of manganese-activated aluminium-substituted magnesium gallate.
Philips Res. Repts. **22**, 304-308, 1967 (No. 3).

J. D. Wasscher: Weak ferromagnetism in the NiAs structure and galvanomagnetic measurements on MnTe.
Coll. int. Centre Nat. Recherche Scient. No. 157 (Dérivés semi-métalliques, Orsay 1965), 465-471, 1967. *E*

C. H. Weijsenfeld: Yield, energy and angular distributions of sputtered atoms.
Thesis, Utrecht 1966. *E*

H. W. Werner & J. M. Nieuwenhuizen: On the distribution of AgBr grains in photographic plates for ion detection in mass-spectrometers.
Z. Naturf. **22a**, 1035-1039, 1967 (No. 7). *E*

H. O. Westermann: Planning public lighting for X-town.
Int. Lighting Rev. **17**, 92-97, 1966 (No. 3). *A*

M. V. Whelan: On the nature of interface states in an SiO_2-Si system, and on the influence of heat treatments on oxide charge.
Philips Res. Repts. **22**, 289-303, 1967 (No. 3). *E*

M. V. Whelan, A. H. Goemans & L. M. C. Goossens: Residual stresses at an oxide-silicon interface.
Appl. Phys. Letters **10**, 262-264, 1967 (No. 10). *E*

H. C. Wright, R. E. Hunt & G. A. Allen: Crystal efficiency for injection luminescence in GaAs.
Solid-State Electronics **10**, 633-639, 1967 (No. 7). *M*

L. E. Zegers: Error control in telephone channels by means of time diversity.
Philips Res. Repts. **22**, 315-328, 1967 (No. 3); Progresso elettronico 1966 (Atti XIII Congr. per l'Elettronica, Roma), Vol. I, p. 677-694. *E*

H. Zimmer: Parametric amplification of microwaves in superconducting Josephson tunnel junctions.
Appl. Phys. Letters **10**, 193-195, 1967 (No. 7). *H*

Jaargang 29, 1968, no. 1 blz. 1-36 Verschenen 22 december 1967

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!